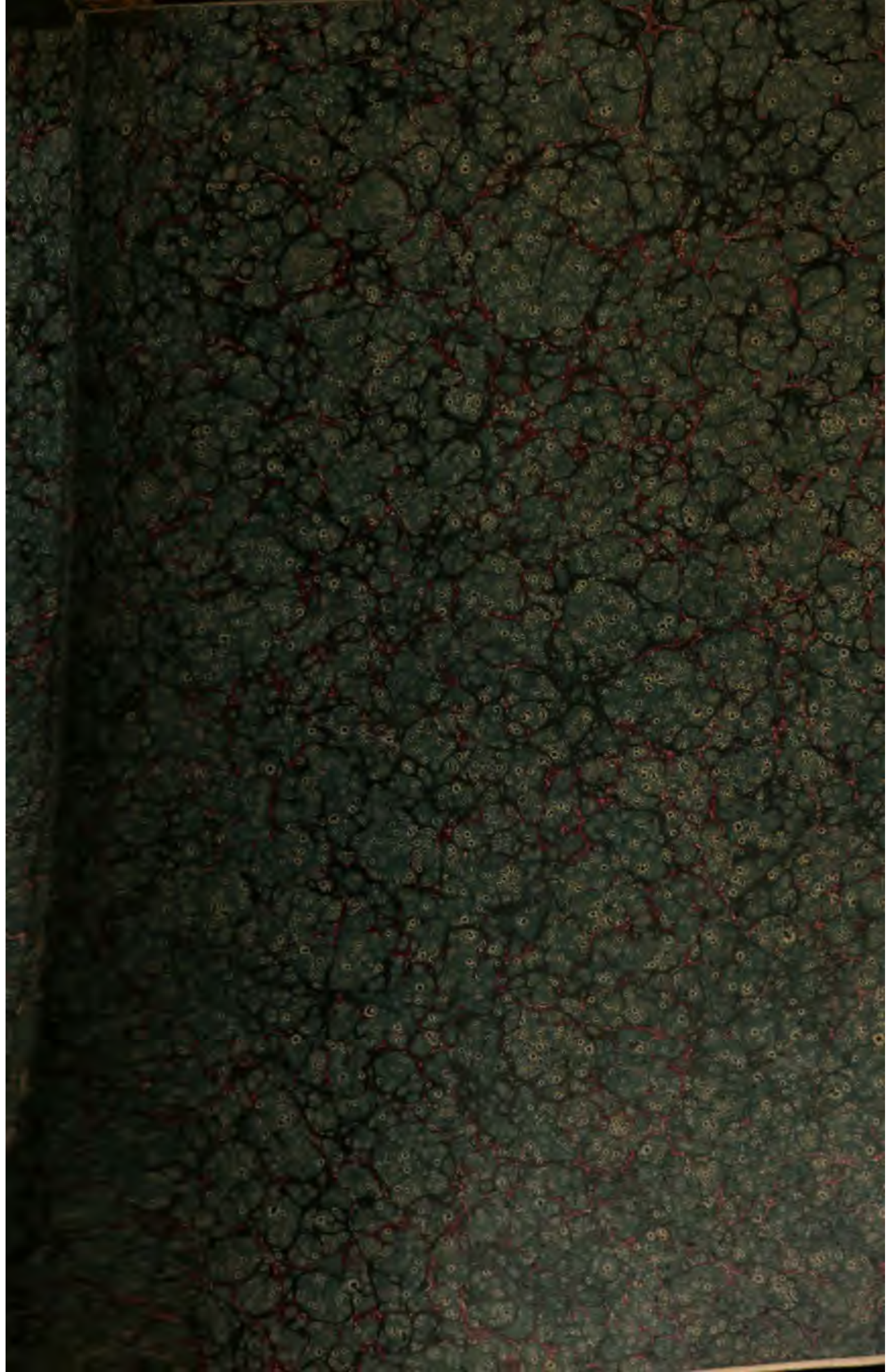

B 482639



1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

LISTE DES COLLABORATEURS.

MM. Abria, doyen de la Faculté des Sciences de Bordeaux.
André, astronome adjoint à l'Observatoire de Paris.
Berthelot, professeur au Collége de France.
Bertrand, membre de l'Institut.
Billet, professeur à la Faculté des Sciences de Dijon.
Bourbouze, préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Paris.
Boutan, inspecteur de l'Académie de Paris.
Bouty, professeur au lycée de Reims.
Branly, répétiteur à l'École des Hautes Études.
Brion, professeur au collége Rollin.
Briot, professeur à la Faculté des Sciences de Paris.
Brisse, agrégé de l'Université.
Cazin, professeur au lycée Condorcet.
Chautard, professeur à la Faculté des Sciences de Nancy.
Cornu, professeur à l'École Polytechnique.
Crova, professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.
Desains, professeur à la Faculté des Sciences de Paris.
Deschanel, proviseur du lycée de Vanves.
Duclaux, professeur à la Faculté des Sciences de Clermont.
Favre, membre correspondant de l'Institut.
Fernet, répétiteur à l'École Polytechnique.
Gavarret, professeur à l'École de Médecine.
Gernez, professeur au lycée Descartes.
Gripon, professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.
Guillemin, professeur à l'École militaire de Saint-Cyr.
Jamin, membre de l'Institut.
Lallemand, professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.
Laussedat, lieutenant-colonel du Génie.
Lévistal, docteur ès sciences.
Lissajous, professeur au lycée Saint-Louis.
Mascart, professeur au Collége de France.
Maurat, professeur au lycée Saint-Louis.
Mercadier, ingénieur des Télégraphes.
Moutier, professeur à Sainte-Barbe.
Neyreneuf, professeur au lycée de Caen.
Niaudet-Bréguet, ingénieur-constructeur.
Potier, répétiteur à l'École Polytechnique.
Rayet, astronome adjoint à l'Observatoire de Paris.
Raynaud, directeur des transmissions télégraphiques.
Resal, professeur à l'École Polytechnique.
Sainte-Claire Deville (H.), membre de l'Institut.
Sarrau, répétiteur à l'École Polytechnique.
Terquem, professeur à la Faculté des Sciences de Lille.
Thurot, membre de l'Institut.
Violle, professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.
Wolf, astronome titulaire à l'Observatoire de Paris.

Paris. — Imprimerie de Gauthier-Villars, quai des Grands-Augustins, 55.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA,

PROFESSEUR DE PHYSIQUE AU LYCÉE CORNEILLE.

TOME DEUXIÈME. — ANNÉE 1873.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

RUE BONAPARTE, 31.

—

1873

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR L'ÉLECTRODYNAMIQUE ET L'INDUCTION;

PAR M. A. POTIER.

INTRODUCTION.

Je me propose de passer en revue rapidement les théorèmes fondamentaux relatifs aux actions électrodynamiques et à l'induction, en insistant surtout sur les points qui ne sont pas développés dans les Traités de Physique les plus répandus en France, et dont la démonstration est cependant facile et exige des calculs beaucoup moins complexes que ceux que l'on fait habituellement.

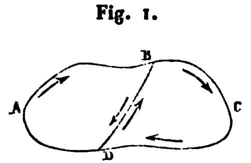
Je ne me servirai point de la formule d'Ampère; cette formule n'est pas démontrable dans l'état actuel de la science. Elle ne peut être non plus considérée comme vérifiée par les conséquences qu'on en tire; car d'autres lois (¹), aussi simples comme énoncé, conduisent aux mêmes résultats quand on étudie l'action d'un courant fermé sur un élément de courant. D'ailleurs, on ne peut considérer l'établissement de cette formule comme le *but* de l'électrodynamique, mais comme le *moyen* de calculer les actions réciproques des

(¹) Par exemple celle-ci : l'action de ds sur ds' est appliquée à ds' dans le plan passant par ds perpendiculairement à ds' et par le milieu de ds', et égale à $ds' \frac{d\theta}{r} \cos\beta$, $d\theta$ étant l'angle sous lequel on voit ds du milieu de ds', r la distance des éléments et β l'angle de ds' et du plan.

courants; et, sous ce rapport, le seul calcul intéressant serait la démonstration du théorème d'Ampère, d'où il résulte que l'action d'un courant fermé est identique à celle d'une surface magnétique ayant même limite.

Si l'on établit expérimentalement ce dernier point en montrant qu'un solénoïde, dont la section a une forme quelconque, agit comme un aimant, il en résulte nécessairement qu'un petit courant fermé est équivalent à une molécule magnétique. D'ailleurs, l'action

Fig. 1.



d'un courant ABCD (*fig.* 1) étant égale à la somme des actions des courants ABD, BCD, et par suite à la somme des courants infiniment petits de même sens, dans lesquels on pourra le décomposer, l'action totale du courant sera la somme des actions des molécules magnétiques toutes orientées de même, c'est-à-dire l'action d'une surface magnétique. Tel sera mon point de départ. On verra qu'il réduit, comme Ampère l'avait fait voir, la recherche de l'action d'un courant fermé sur un élément de courant à une seule intégration [1], au lieu de la triple intégration que suppose l'emploi de la formule qui représente l'action réciproque de deux éléments de courants. Cette simplification, identique à celle qu'introduit l'étude du potentiel dans la théorie de l'attraction, a une importance considérable par la signification mécanique de l'intégrale qui remplace ici le potentiel, particulièrement dans la théorie de l'induction; elle est le véritable couronnement de l'œuvre d'Ampère.

La théorie de l'induction, du moins en ce qui concerne le calcul de l'intensité des courants induits, est également négligée dans nos ouvrages classiques, de sorte que la lecture des Mémoires de Weber,

[1] Cette intégrale représente l'angle solide sous lequel on voit un contour fermé. C'est une portion de surface sphérique. Elle se présente donc sous forme d'une intégrale double; mais, l'une de ces intégrations s'effectuant toujours, il ne reste qu'une intégrale simple. D'ailleurs, cette surface sphérique est égale, à une constante près, au contour de la ligne polaire de celle qui limite la surface. C'est donc bien une intégrale simple.

par exemple, où il est fait constamment usage des théorèmes relatifs à ces courants, exige une préparation spéciale.

Il y a cependant longtemps que M. Neumann ([1]), observant que les courants induits ne se produisent que lorsque les positions respectives du courant inducteur et du circuit ou de l'élément induit sont telles qu'il y ait action de l'un sur l'autre lorsqu'ils sont tous deux parcourus par un courant, et qu'un déplacement d'un élément induit ne produit d'effet qu'autant que ce déplacement n'est pas normal à la force qui le solliciterait, s'il était aussi parcouru par un courant, généralisa ces observations et en conclut que le courant induit était proportionnel : 1° dans le cas où l'induction est produite par un déplacement, au travail que produiraient les forces électrodynamiques, si le circuit induit était parcouru par un courant d'intensité 1 pendant le déplacement; 2° dans le cas où l'induction est produite par un changement dans l'intensité de l'inducteur, au travail produit par les forces électrodynamiques, si le circuit induit était parcouru par un courant d'intensité 1, et si l'inducteur, parcouru par un courant d'intensité égale à la variation d'intensité qu'il a subie, se trouvait amené de l'infini à sa position actuelle. Les conséquences expérimentales de cette hypothèse avaient été vérifiées par M. Weber ([2]), lorsque M. Helmholtz ([3]), dans son mémorable opuscule sur la conservation de la force, montra que cette hypothèse dérivait du principe de l'équivalence de la chaleur et du travail, et fixa la valeur de la constante qui indique le rapport entre la force électromotrice totale induite et le travail, constante qui est réduite à l'unité par un choix rationnel des unités électriques, et qui est prise négativement pour satisfaire à la loi de Lenz.

Il y a donc nécessité de savoir calculer non-seulement les forces électrodynamiques, mais aussi le travail qu'elles produisent pour un déplacement donné. Ce travail est même susceptible d'expressions tellement simples, qu'il y a avantage à le calculer d'abord et à en déduire les forces par les considérations suivantes :

1° Si un point matériel est soumis à l'action de différentes forces, leur résultante est perpendiculaire aux déplacements pour lesquels le travail correspondant est nul. L'intensité de la force est le quo-

---

([1]) Neumann : *Poggendorff's Annalen*, LXVII.

([2]) Weber : *Electrodynamische Maasbestimmungen*.

([3]) Helmholtz : *Ueber die Erhaltung der Kraft;* Berlin, 1847.

tient du travail correspondant à un déplacement dirigé suivant la force par ce déplacement lui-même.

2° Si un corps de figure invariable est soumis à l'action de différentes forces, on peut toujours les réduire à une force appliquée en un point déterminé arbitrairement et à un couple. La force est encore perpendiculaire à tous les déplacements de translation pour lesquels le travail est nul. Le couple est déterminé, parce que son moment, par rapport à un axe passant par le point, est le quotient du travail, produit par une rotation autour de cet axe, par l'angle de rotation.

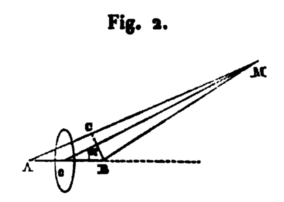
Je montrerai dans cette Note que, de la formule de Laplace, telle qu'elle résulte des expériences de Biot et Savart, on peut déduire que l'action d'un aimant sur un petit courant est la même que l'action sur une molécule magnétique; on pourrait en déduire que, vis-à-vis d'un aimant, un solénoïde se conduit comme un aimant, ce qui conduit naturellement à examiner s'ils n'agissent pas de même sur les courants.

Autant que possible, je préférerai la géométrie à l'analyse, ce qui me permettra d'introduire la notion des *lignes de force*, de Faraday, dont l'emploi simplifie considérablement les énoncés relatifs à l'induction.

§ I. — *Action d'un pôle sur un courant fermé.*

Soient A et B (*fig.* 2) les deux pôles d'un aimant infiniment petit de longueur $2h$ et chargés chacun d'un magnétisme μ, et soit M la

Fig. 2.



position d'une masse égale à l'unité de fluide boréal. Proposons-nous de calculer la quantité de travail nécessaire pour amener de l'infini cette masse magnétique à sa position actuelle M. Si le pôle A existait

seul, ce travail négatif serait $-\frac{\mu}{\mathrm{AM}}$. Si B existait seul, le travail positif serait $\frac{\mu}{\mathrm{BM}}$; le travail de la résultante, étant égal à la somme des travaux des composantes, sera

$$\mu\left(\frac{1}{\mathrm{BM}}-\frac{1}{\mathrm{AM}}\right),$$

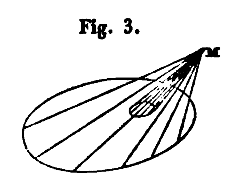
ou encore

$$\mu\frac{\mathrm{AM}-\mathrm{BM}}{\mathrm{AM}.\mathrm{BM}},$$

ou, si α est l'angle MOB et observant que AB est infiniment petit, $\mu\mathrm{AB}\frac{\cos\alpha}{\mathrm{OM}^2}$ ou $\frac{2\mu h\cos\alpha}{r^2}$.

Si, d'autre part, on considère un circuit infiniment petit de surface σ, parcouru par un courant d'intensité i, tel que $2\mu h=\sigma i$, équivalent, par conséquent, à l'aimant AB, le travail nécessaire pour amener la masse de l'infini au point M sera le même, soit $i\frac{\sigma\cos\alpha}{r^2}$; mais $\frac{\sigma\cos\alpha}{r^2}$ est l'angle solide sous lequel on voit le circuit du point M : donc le travail nécessaire pour amener en présence du courant d'intensité i une masse magnétique égale à 1, de l'infini au point M, ou le *potentiel* de ce circuit, est l'angle sous lequel on le voit du point M multiplié par l'intensité du courant.

Fig. 3.

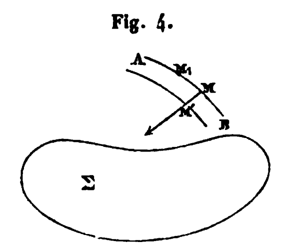


Soit maintenant un circuit quelconque parcouru par un courant d'intensité 1; son action sur une masse magnétique placée en M est la résultante des actions exercées par chacun des circuits élémentaires en lesquelles on peut le décomposer, et le travail nécessaire pour amener de l'infini en M l'unité de masse magnétique est la somme des travaux des forces exercées par chacun de ces circuits, c'est-à-dire l'*angle* solide sous lequel on voit le circuit du point M (*fig.* 3), et, pour un courant d'intensité i, le produit de cet angle par i.

Les surfaces d'égal potentiel seront le lieu des points desquels on

voit le circuit sous le même angle. Supposons ces surfaces construites, et proposons-nous de trouver la force qui sollicite un pôle magnétique de masse égale à l'unité placé en un point quelconque. Soit AB (*fig.* 4) la surface d'égal potentiel passant par le point M. Si le

Fig. 4.



point M va en M_1, en restant sur la surface, aucun travail ne sera fait par les forces électrodynamiques, puisque ce travail, différence des travaux nécessaires pour amener la masse de l'infini aux points M et M_1, est nul; donc la force qui sollicite le point M est normale à la surface AB.

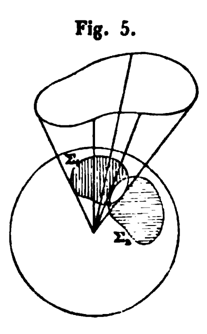
Faisons mouvoir la masse de M en M'. Soit V la valeur de l'angle pour M, V' sa valeur au point M', le travail produit serait $(V' - V)i$, le chemin parcouru étant MM', la force serait $\frac{V' - V}{MM'}i$, c'est-à-dire la quantité que, dans une précédente Note, j'ai appelée la *variation* de V et que je représenterai par ε [1], multipliée par l'intensité de courant.

Si le circuit Σ, au lieu d'être parcouru par un courant i, n'est parcouru par aucun courant, le mouvement de la masse de M en M' déterminera un courant d'induction dans le circuit. La force électromotrice de ce courant sera, d'après la loi de Neumann, la différence $V' - V$ multipliée par le magnétisme dont est chargée la masse. Cette quantité sera la même, que M s'approche de Σ ou que Σ s'approche de M, et nous pourrons dire que la quantité d'électricité qui passera dans chaque section du circuit Σ, quand il s'approchera (ou s'éloignera) d'un pôle magnétique d'intensité μ, est le produit de μ par la différence (positive ou négative) des angles sous lesquels on voit du pôle le circuit dans sa position initiale et finale, divisée par la résistance du circuit.

(1) *Journal de Physique*, t. I, p. 145.

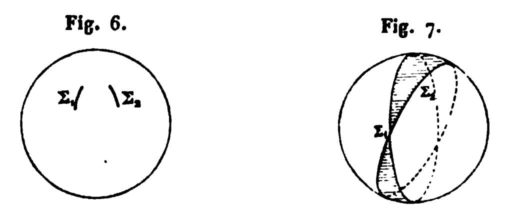
L'ambiguïté que présente cette règle dans le cas où le pôle est dans le plan du courant est facilement levée comme il suit. Décrivons du pôle comme centre une sphère de rayon 1, et projetons le circuit en perspective sur cette sphère; ce circuit projeté étant vu du pôle sous le même angle que le circuit Σ lui est équivalent à notre

Fig. 5.



point de vue. Si, par le déplacement du circuit Σ, sa perspective, au lieu d'être la courbe Σ_1 (*fig.* 5), devenait la courbe Σ_2, le travail serait mesuré par la portion de la surface de la sphère couverte de hachures horizontales diminuée de la portion de cette même sphère couverte de hachures verticales. Supposons maintenant le circuit plan, et son plan passant par le pôle. Si le pôle est en dehors du cir-

Fig. 6. Fig. 7.



cuit (*fig.* 6), les courbes Σ_1 et Σ_2 se réduisent à deux portions d'arc de grand cercle, et leurs aires sont nulles. Si le pôle est à l'intérieur (*fig.* 7), chacune de ces courbes est une circonférence de grand cercle, et la surface à évaluer est celle d'un fuseau, c'est-à-dire l'angle formé par les deux plans du circuit. Donc, dans ce cas, s'il tourne de l'angle ω, que μ soit le magnétisme accumulé au pôle, la force électromotrice du courant induit sera $2\mu\omega$, ou $4\pi\mu$ par révolution.

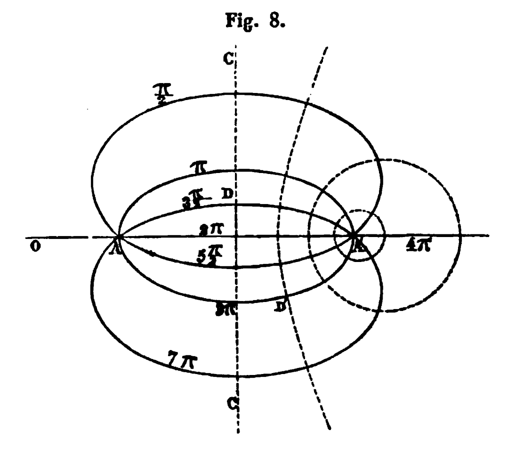
Si l'induction, au lieu d'être produite par une variation dans la position de l'aimant, est produite par une variation dans son magné-

tisme, qui de μ deviendrait μ', le courant induit serait le même que si la quantité $\mu' - \mu$ de magnétisme était amenée de l'infini au point M, c'est-à-dire $(\mu' - \mu)$ V ; pour un circuit plan en particulier, le pôle étant dans son plan, ce sera o ou $2\pi(\mu' - \mu)$, suivant qu'il sera extérieur ou intérieur.

La propriété fondamentale de ces familles de surfaces résulte de ce qu'elles sont le lieu des points pour lesquels le potentiel des forces attractives et répulsives émanant de la surface magnétique est constant ; et ces forces variant en raison inverse du carré de la distance, on peut leur appliquer ce qui a été dit des forces électriques, dans un article précédent ([1]), et des surfaces d'égal potentiel auxquelles elles donnent lieu, c'est-à-dire que, si l'on construit un filet normal à ces surfaces, le produit de la section σ de ce filet en un point quelconque, par la valeur de la variation ε en ce point, est constant tout le long du filet, et il y aura lieu de considérer encore des *lignes de force*, ou axes de filets, tels que le produit $\sigma\varepsilon$ soit l'unité pour chacun d'eux.

Si l'on substitue à un circuit traversé par un courant d'intensité 1 un courant d'intensité i, les valeurs de V et ε (potentiel) se trouvent multipliées par i, et la section σ du filet, tel que $\sigma\varepsilon = 1$, sera réduite

Fig. 8.



dans le rapport de 1 à i ; par suite, le nombre des lignes de force coupant une surface donnée sera augmenté aussi dans le rapport de 1 à i, sans que leur direction soit altérée.

([1]) *Journal de Physique*, t. I, p. 145.

La *fig.* 8 donnera une idée de la manière d'être de ces surfaces. On a supposé un circuit plan circulaire, perpendiculaire au plan du tableau, et projeté suivant AA'. Le chiffre inscrit sur chaque ligne donne l'angle solide sous lequel on voit le circuit d'un point quelconque de la surface engendrée par la révolution de cette ligne autour de l'axe CC.

Toutes les surfaces passent par le circuit lui-même. Des considérations géométriques, identiques à celles qui seront développées dans le § V, montrent que l'angle sous lequel ces surfaces coupent le plan du circuit est la moitié de l'angle solide correspondant (¹).

Les lignes ponctuées représentent des lignes de force.

On pourra construire facilement un autre groupe de ces surfaces en prenant pour circuit Σ un courant infiniment petit, les méridiens de ces surfaces ayant pour équations $\frac{z}{r^3} =$ const., si l'on suppose le courant dans le plan des xy, avec $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

§ II. — *Action réciproque de deux courants fermés.*

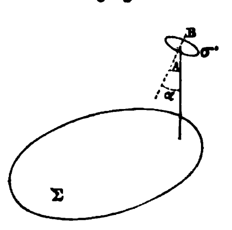
Il est facile de passer de l'action réciproque d'un courant fermé et d'un pôle à l'action réciproque de deux courant fermés. Soient Σ et Σ' ces deux circuits, on décomposera Σ', par exemple, en éléments σ', qu'on supposera parcourus par un courant d'intensité égal à celui qui parcourt Σ', on substituera à chacun de ces éléments σ' un aimant infiniment petit de longueur $2h'$, ayant à chacun de ses pôles une quantité de magnétisme $\mu' = \frac{\sigma' i'}{2h'}$, et l'on ajoutera les effets de tous ces petits aimants, soit qu'il s'agisse d'attraction, soit qu'il s'agisse d'induction.

Soient A et B (*fig.* 9) les pôles d'un de ces aimants, V la valeur de l'angle sous lequel on voit le circuit du point A, V' celui sous lequel on le voit du point B. Le travail nécessaire pour amener de l'infini

(¹) Ces surfaces sont isothermes : si deux d'entre elles étaient entretenues à des températures fixes et limitaient un corps conducteur, tel que ADA'D', la température t à l'intérieur de ce corps serait constante sur chaque surface V = const., et serait liée à la valeur de V par une relation $t = aV + b$, a et b étant deux constantes déterminées par les températures des surfaces limitant le corps.

à la position AB le petit aimant sera $i\mu'(V' - V)$, ou par définition $i\mu' \times 2h' \cos\alpha \times \varepsilon$, α étant l'angle de AB et de la normale aux surfaces $V = \text{const.}$, ou encore $ii'\sigma'\varepsilon \cos\alpha$; cette expression, divisée par i' ou $i\sigma\varepsilon \cos\alpha$, mesure encore la force électromotrice totale produisant le courant induit qui se développera dans le circuit σ', s'il est

Fig. 9.



porté de l'infini à la position AB, et la somme des expressions analogues, dans lesquelles i est facteur commun, donnerait la force électromotrice du courant induit circulant dans Σ', si on l'amène de l'infini à sa position actuelle, ou bien encore si l'on fait passer dans Σ, primitivement sans courant, un courant d'intensité i.

Cette quantité est susceptible d'une expression plus simple. Les surfaces V sont normales à la force qui solliciterait une masse magnétique placée en A ou B, et ε est la grandeur de cette force. D'autre part on sait que, si l'on considère un filet normal aux surfaces V, et limité par le contour de σ', le nombre des lignes de forces contenues dans ce filet sera le produit de ε par la section $\sigma' \cos\alpha$ de ce filet normale à son axe; ce nombre fait donc connaître la force électromotrice.

L'induction produite par un mouvement de Σ' sera donnée par le nombre des lignes de force coupées par Σ' dans son mouvement. Si l'induction est produite par la variation d'intensité de Σ, le produit de la variation d'intensité par le nombre des lignes de force mesurera cette induction.

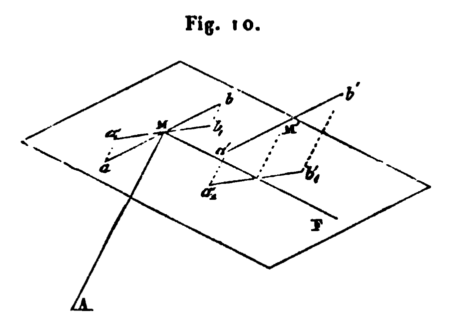
Il est facile de ramener à cet énoncé la règle donnée pour l'induction produite par un pôle. Dans ce cas, en effet, les lignes de force sont des droites convergentes vers le pôle, et également espacées. Le nombre de celles qui traversent une surface quelconque est donc mesuré par l'angle solide sous-tendu par cette surface.

§ III. — *Action d'un courant fermé sur un élément de courant.*

L'action d'un courant fermé sur un élément de courant se calculera aisément en partant de la loi de Laplace. En effet, un pôle d'aimant exerce sur un élément de courant une action $\frac{\mu ds \sin\alpha}{r^2}$; on en déduira l'action exercée par un aimant infiniment petit, et par suite par un circuit élémentaire. En les composant, on aura l'action totale d'un circuit fermé; mais, au lieu de composer des forces, nous suivrons la méthode déjà employée; nous chercherons le travail produit par un déplacement du courant : 1° en présence d'un pôle, 2° en présence d'un petit courant, 3° en présence d'un courant. Ces calculs sont simplifiés, puisque l'*addition* des travaux est plus simple que la *composition* des forces.

Soit A (*fig.* 10) un pôle, ds l'élément de courant ab, F la force; déplaçons l'élément de courant, dont le milieu vient alors de M en M'; le travail de la force F sera $\mu i \frac{ds \times MM' \sin\alpha}{r^2} \cos FMM'$; mais l'expression $ds \sin\alpha \times MM' \cos FMM'$ est la projection du quadrilatère infiniment petit $ab\,a'b'$ sur le plan normal à AM. En effet, $ds \sin\alpha$ est la projection $a_1 b_1$ de ab, et $MM' \cos FMM'$ la projection

Fig. 10.



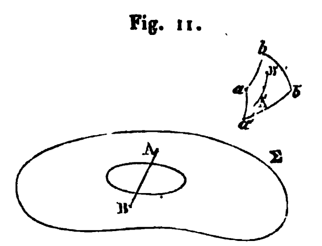
de MM' sur F qui est perpendiculaire à $a_1 b_1$, et l'angle de $a_1 b_1$ et de $a'_1\, b'_1$ est infiniment petit. Le quotient de cette surface par r^2 est l'angle solide sous lequel on voit du pôle A la surface décrite par l'élément ds.

La force électromotrice résultant de ce déplacement sera donc $\mu \times$ l'angle solide sous lequel on voit la surface décrite par l'élément de courant, et il en sera encore de même si le déplacement n'est pas infiniment petit, si la longueur du fil induit était finie.

On retrouverait ainsi les règles données pour l'action d'un pôle sur un circuit fermé, que nous avons déduites d'abord de l'assimilation d'un courant à une surface magnétique, puisqu'on retrouve, pour mesure du travail produit par le rapprochement d'un pôle et d'un courant, la variation de l'angle sous lequel du pôle on voit le courant multipliée par le magnétisme du pôle et l'intensité du courant; par suite le travail nécessaire pour amener un pôle, de l'infini à une position déterminée, en présence d'un courant de surface infiniment petite, a pour expression $\frac{i\sigma \cos\alpha}{r^2}$. Ce travail reste le même quand au courant on substitue un aimant de longueur $2h$ et de magnétisme μ, normal au plan du courant, si l'on a la relation $2\mu h = i\sigma$. Cet aimant et ce courant sont donc *équivalents* au point de vue de leur action sur un aimant, en vertu de la loi de Laplace.

Supposons maintenant qu'au lieu d'un pôle A on ait un aimant AB, de longueur $2h$ (*fig.* 11) et de magnétisme μ. Le travail produit

Fig. 11.



par le même déplacement sera alors le produit de μi par les différences des angles sous lesquels on voit la surface décrite par ab ou ds, des deux points A et B. Or ce produit est précisément égal au travail nécessaire pour amener de l'infini à sa position actuelle l'aimant AB, ou le courant qui lui est équivalent, en présence d'un courant d'intensité i parcourant le circuit $abb'a'$ (*voir* page 9).

Si l'on considère le circuit Σ formé de l'ensemble des circuits équivalents à AB, le travail produit par le déplacement sera le même travail nécessaire pour amener le courant Σ de l'infini à sa position actuelle, en présence du courant d'intensité i parcourant $abb'a'$,

c'est-à-dire la différence des angles sous lesquels on verrait ce courant des deux pôles A', B' de l'aimant équivalent au circuit $abb'a'$, multipliée par $\mu i'$ (i' intensité de Σ').

Supposons construites les surfaces V (*fig.* 12) et les lignes de force correspondant au circuit Σ'. Soient A et B' les deux pôles de l'aimant équivalent au circuit $abb'a'$. Le travail cherché est la différence des valeurs de V correspondant aux points A et B'', c'est-à-dire $AB'' \times \varepsilon$, ou $AB'\varepsilon \cos\alpha$, ou $2h\varepsilon\cos\alpha$; σ étant la surface décrite par l'élément, α l'angle de cette surface avec la surface V. Ce travail est nul pour $\alpha = \frac{\pi}{2}$, quand le plan de la surface $aba'b'$ est perpendiculaire à la surface V, ce qui a toujours lieu quand le déplacement aa', bb' est parallèle à la normale. Donc la force doit être perpendiculaire à cette normale ou dirigée suivant le plan tangent à la surface V. Il est nul encore quand la surface $abb'a'$ est nulle, c'est-à-

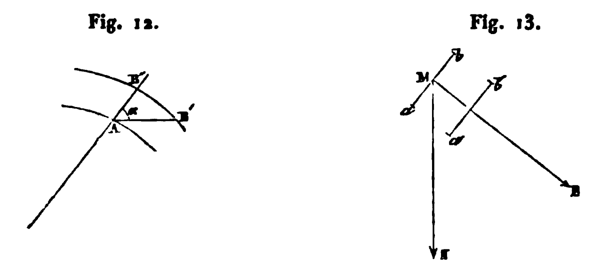


Fig. 12. Fig. 13.

dire si le déplacement a lieu suivant la direction de l'élément ab; donc la force est aussi perpendiculaire à l'élément de courant, ce qui était d'ailleurs évident, *à priori*, puisque cette force est la résultante de forces perpendiculaires au courant ds. Pour connaître son intensité, donnons à ab (*fig.* 13) un déplacement suivant la direction ainsi déterminée de la force et d'une amplitude δ; la surface σ sera $\delta \times ds$. L'angle α qu'elle forme avec la surface V normale à MN est le complément de l'angle β formé par cette normale et ab. Donc $\cos\alpha = \sin\beta$, et l'expression de la formule devient $i\varepsilon\delta\, ds \sin\beta$; divisant par δ pour avoir la force, il vient $i\varepsilon ds \sin\beta$, expression qui est de même forme que celle donnée pour un pôle d'aimant.

(*La fin prochainement.*)

SUR LES THERMOMÈTRES CALORIMÉTRIQUES;

PAR M. BERTHELOT.

J'ai eu l'occasion de faire un grand nombre de mesures calorimétriques dans ces dernières années, et j'ai recueilli sur la comparaison des thermomètres et sur la détermination de leurs constantes divers renseignements qu'il a paru utile de publier.

Ces études, ayant été exécutées par les méthodes de M. Regnault, ont fourni des résultats analogues ou identiques, sur la plupart des points, avec ceux qui figurent dans les travaux du savant physicien et de ses élèves, parmi lesquels je citerai spécialement le Mémoire de M. I. Pierre (*Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. V, p. 427; 1842). Si je reviens sur ce sujet, ce n'est pas tant pour signaler des faits nouveaux que pour être utile aux personnes qui voudront faire des expériences semblables, et pour remettre sous les yeux du public compétent des faits qui semblent avoir été oubliés ou méconnus plus d'une fois dans ces dernières années.

Je vais fournir les renseignements que j'ai réunis sur la détermination du point zéro, du point 100 et de la valeur absolue du degré; sur les variations du zéro et de la valeur du degré, tant dans les thermomètres étalons dont l'échelle s'étend de 0 à 100 degrés que dans les thermomètres calorimétriques dont l'échelle n'embrasse que 30 et même 10 degrés; enfin sur la comparaison des thermomètres entre eux et avec le thermomètre à air, etc.

1. *Nature des thermomètres.* — J'ai employé deux espèces de thermomètres : les uns, à échelle arbitraire, construits par Fastré; les autres, à échelle centésimale, construits par Baudin. Chacune des espèces comprend deux types : les étalons, qui embrassent l'intervalle de 0 à 100 degrés et qui fixent la valeur du degré, et les thermomètres calorimétriques proprement dits, qui embrassent seulement la portion de cet intervalle voisine de la température ordinaire.

2. *Point* 100. — Le point 100 a toujours été déterminé le pre-

mier avec l'appareil de M. Regnault, en tenant compte du baromètre et en faisant le calcul avec les Tables du même auteur, lesquelles donnent la température d'ébullition correspondant à chaque pression atmosphérique.

Le point extrême de la colonne thermométrique change sensiblement pendant le cours de l'observation, la colonne s'abaissant peu à peu, par suite de l'agrandissement du réservoir, jusqu'à un terme fixe qu'elle n'atteint qu'au bout d'un quart d'heure à une demi-heure. Ces phénomènes se présentent même avec des thermomètres construits depuis dix ans, et ils se reproduisent chaque fois que l'on porte l'instrument à 100, après l'avoir conservé à la température ordinaire pendant quelques mois. Je donnerai tout à l'heure les nombres que j'ai observés.

3. *Point zéro.* — Le point zéro a été déterminé en plaçant le thermomètre suspendu dans un vase percé de trous par en bas et rempli de glace finement pilée. Il convient de placer le thermomètre au centre du vase et à une certaine profondeur, de telle sorte qu'il soit arrosé par l'eau de fusion, qui s'écoule à mesure, mais aussi que cette eau ait traversé, depuis la surface où elle s'est formée, une couche de glace suffisante pour être ramenée à zéro : cette précaution est capitale.

Les thermomètres étalons possèdent en général deux zéros : l'un s'observe, après plusieurs années de construction, sur un instrument qui, après avoir été porté plus d'une fois à 100 degrés, a été abandonné pendant plusieurs mois à la température ordinaire.

L'autre zéro s'observe lorsqu'on place dans la glace fondante un thermomètre qui vient d'être porté à 100 degrés. Il diffère toujours du précédent; en général, l'écart est de plusieurs dixièmes de degré. Ce zéro correspond à la nouvelle capacité que le réservoir acquiert à 100 degrés, capacité qui subsiste pendant plusieurs heures. Plus tard, un travail lent s'opère, et le thermomètre tend à revenir à l'autre zéro.

4. *Valeur absolue du degré.* — Citons maintenant des chiffres pour établir les faits qui précèdent et calculer la valeur absolue du degré.

N° 314. *Fastré, construit en* 1863.

(1) Point 100 degrés, 18 juin 1866 (M. Louguinine)..... 710°,4
Point 0 degré après l'ébullition.................... 40,5

Valeur du degré..... 6^{div},699.

(2) Point 100 degrés, 18 mars 1869 (M. Louguinine)..... 712,65
Point 0 degré.................................. 42,45

Valeur du degré..... 6^{div},702.

(3) 30 avril 1869 (M. Berthelot).

Valeur du degré..... 6^{div},698.

(4) Point 100 degrés, 25 mai 1869 (M. Berthelot)....... 711,9
Point 0 degré.................................. 42,0

Valeur du degré..... 6^{div},699.

(5) Point 100 degrés, juillet 1871 (M. Berthelot)........ 712,1
Point 0 degré.................................. 41,9

Valeur du degré..... 6^{div},702.

(6) Point 100 degrés, 4 février 1872 (M. Mascart)........ 712,7
Point 0 degré.................................. 43,0

Valeur du degré..... 6^{div},697,

Ce tableau montre que la valeur absolue est connue à un demi-millième près, en prenant la moyenne 6,699, les écarts extrêmes ne surpassant pas un millième.

5. *Variations du zéro.* — Voici des nombres relatifs à la variation du zéro par l'ébullition :

Avril 1869. Point zéro......	43^{div},5 avant;	41^{div},5 après.
Juillet 1871. »	44^{div},7 avant;	41^{div},9 après.
4 février 1872 (M. Mascart)...	44^{div},5 avant;	43^{div},0 après.
17 février 1872 » ...	43^{div},7 avant;	42^{div},6 après.

Voici enfin des chiffres sur le changement lent du zéro après l'ébullition :

	div.
17 mars 1869. Porté à 100 degrés. Après	42,45
Quelques heures après, nouvelle ébullition. Après.	42,46
Repos jusqu'au 30 avril 1869	43,5
Nouvelle ébullition. Après	41,5
Repos jusqu'en juillet 1871	44,7
Nouvelle ébullition. Après	41,9
Deux jours plus tard	43,2
Repos jusqu'au 4 février 1872	44,5
Après ébullition	43,0
Le 17 février	43,7
Après ébullition	42,6
Le 18 février	42,8

La variation du zéro, avant et après l'ébullition, va jusqu'à $2^{div},8$, c'est-à-dire $\frac{4}{10}$ de degré. Ces nombres répondent à un agrandissement du réservoir voisin de $\frac{1}{10000}$. Telle est la quantité dont varie la valeur du degré de l'étalon pendant sa conservation, à partir du moment où il a été porté à 100 degrés. Mais la valeur du degré varierait bien davantage, et l'on commettrait une erreur de $\frac{1}{250}$, si l'on déterminait le zéro de l'instrument avant de le porter à 100 degrés, ou si l'on ne maintenait pas la température de 100 degrés pendant un temps suffisant, pour que le verre prît son état d'équilibre. Cet état lui-même n'est pas absolument déterminé; mais les variations n'oscillent pas de part et d'autre de la moyenne au delà de $\frac{1}{1000}$ pour le n° 314, lequel est fabriqué depuis 1862. Un thermomètre récent offrirait des oscillations plus étendues. Tels sont les résultats fournis par le n° 314 à échelle arbitraire.

6. *Comparaison des thermomètres.* — Cette comparaison établit la généralité des résultats ci-dessus. Citons d'abord l'étude du n° 3370 (Baudin) à échelle centésimale :

(1) Point 100 degrés. Juillet 1871 (M. Berthelot).	$99^{\circ},62$
Point 0 degré	$-0,40$

Valeur du degré..... $1^{div},0002$.

(2) 4 février 1872 (M. Mascart)		99,67
Point 0 degré		— 0,30
Valeur du degré	$0^{div},9997$.	
(3) 17 février 1872 (M. Mascart)		99,61
Point 0 degré		— 0,32
Valeur du degré	$0^{div},9993$.	

La valeur moyenne $0^{div},9997$ ne s'écarte pas de plus de $\frac{1}{2}$ millième des valeurs extrêmes, comme avec le n° 314.

Ce même thermomètre n° 3370 indiquait le zéro :

Juillet 1871.	Avant l'ébullition	$+0°,00$
»	Après »	$-0,40$
Février 1872.	Avant »	$+0,02$
»	Après »	$-0,30$

Les variations du zéro sont du même ordre que celles du n° 314.

Enfin j'ai cru devoir comparer ces deux thermomètres entre eux sur des points intermédiaires, afin de m'assurer de la régularité de leur marche. Cette opération a été faite à l'aide du comparateur de M. Regnault, vaste cylindre rempli d'eau, dont on observe la température de minute en minute, pendant un certain temps, avec les thermomètres comparés; puis on prend la moyenne des observations relatives à chaque thermomètre. J'ai trouvé :

N° 314	20°,64
N° 3370	20,635

Dans deux autres séries (M. Mascart) :

N° 314	41°,58	30°,12
N° 3370	41,58	30,11
N° 447 du Cabinet de Physique	41,55	30,06

7. *Comparaison avec le thermomètre à air.* — Enfin M. Mascart a bien voulu comparer l'étalon 3370 avec un thermomètre à air qu'il avait construit pour ses expériences au Cabinet de Physique du Collége de France. Il a trouvé :

N° 3370	43°,58
Thermomètre à air	43,64

Je donne ce chiffre pour servir de renseignement dans la discussion soulevée par M. Bosscha sur la comparaison du thermomètre à mercure avec le thermomètre à air. On voit que, pour le n° 3370, l'écart, au lieu de s'élever à près de $\frac{1}{2}$ degré, comme il résulterait des courbes du savant hollandais, a été trouvé seulement $0^\circ,06$. La nature du verre doit être pour quelque chose dans cette concordance.

Tels sont les étalons; mais ces instruments n'indiquent pas des fractions de degré assez petites pour les études calorimétriques. J'ai employé divers thermomètres embrassant une portion restreinte de l'échelle, et j'en ai déterminé la valeur en eau et la valeur absolue du degré.

8. *Valeur en eau des thermomètres calorimétriques.* — Soit le n° 396 Fastré, à échelle arbitraire de 540 divisions.

Le poids du mercure est égal à		18^{gr},003	soit, réduit en eau,	0^{gr},60
Le poids du réservoir	»	3,075	»	0,61
Le poids de la tige	»	21,209	»	4,24

Cet instrument vaut donc en eau, lorsqu'il est immergé jusqu'à la division n,

$$1^{gr},21 + 0,008n.$$

La connaissance de ce nombre permet d'employer le thermomètre avec sécurité dans les expériences.

9. *Valeur du degré de ces thermomètres.* — J'ai trouvé, le 24 juillet 1871, le point zéro à $49^{div},05$, et, par comparaison avec l'étalon 314,

$$18^\circ,41 \text{ à } 322^{div},02,$$

d'où la valeur du degré

$$14^{div},827.$$

Une seconde détermination, faite à $20^\circ,603$, a fourni $14^{div},806$.

La valeur moyenne est $14^{div},816$.

Le 25 mai 1869, M. Louguinine avait trouvé $14^{div},809$.

Ces nombres s'accordent à $\frac{1}{2000}$, l'écart extrême étant $\frac{1}{1500}$; ce sont les mêmes limites d'exactitude que pour les étalons.

Le thermomètre embrasse un intervalle de 33 degrés; la lecture accuse $\frac{1}{150}$ de degré; mais elle exige l'emploi d'une lunette.

Un autre thermomètre à échelle arbitraire (n° 397) a donné, pour la valeur du degré :

En 1869..................	$19^{div},754$
En 1871..................	$19^{div},764$

Il vaut en eau $1^{gr},39 + (0,0066)n$, et permet de mesurer le $\frac{1}{200}$ de degré.

J'ai employé très-souvent un thermomètre Baudin, à échelle centésimale, thermomètre construit d'après mes indications, et qui comprend seulement un intervalle de 10 degrés. Il est divisé en cinquantièmes de degré, et l'œil apprécie facilement les $\frac{1}{200}$ en prenant quelques précautions pour éviter l'erreur de parallaxe. On pourrait lire avec une lunette le millième de degré, quoique je regarde cette lecture comme illusoire, parce que les réservoirs de verre ne se dilatent pas d'une manière tout à fait continue, mais par petites oscillations. Je citerai le n° 3239.

Ce thermomètre vaut en eau

$$1^{gr},50 + 0,091\,l,$$

l étant la longueur de la tige immergée en centimètres. Il est très-sensible et n'offre pas une masse très-grande, comme le montrent les chiffres ci-dessus; il prend, en moins d'un quart de minute, la température d'un liquide au sein duquel on l'agite, pourvu que la différence des températures ne surpasse pas 2 degrés.

Comparé avec l'étalon, il a fourni les résultats suivants :

	Étalon.	N° 3239.
	12°,81	12°,73
	20,64	20,56
Intervalle....	7,83	7,83

La graduation est donc exacte; mais les températures absolues indiquées par le n° 3239 doivent être accrues de +0,08.

Tels sont les principaux types des thermomètres qui ont servi à mes recherches.

DU MOUVEMENT ASCENDANT DES LIQUIDES DANS LES TUBES CAPILLAIRES;

PAR M. C. DECHARME,
Professeur au lycée d'Angers.

Lorsqu'on plonge dans un liquide bien fluide, l'eau pure, par exemple, l'extrémité d'un tube capillaire ouvert à ses deux bouts, et préalablement mouillé par le liquide, celui-ci s'élance dans le tube avec une grande vitesse initiale; l'ascension se ralentit à mesure que le liquide approche de son niveau final, qu'il atteint avec une extrême lenteur dans les tubes très-étroits.

C'est ce *mouvement ascensionnel spontané* que je me suis proposé d'étudier. Je citerai seulement quelques résultats généraux du phénomène.

1° *Chaque liquide* a une *vitesse* ascensionnelle qui lui est propre et que l'on pourrait appeler sa *vitesse capillaire,* en se servant d'un tube de 1 millimètre de diamètre, le liquide et le tube étant à une température fixe, à zéro, par exemple.

2° Pour un même tube, conservant la même inclinaison, et pour des liquides différents pris à la même température, les *vitesses* ascensionnelles ne sont pas en rapport direct avec les *longueurs totales* que doivent atteindre ces liquides par capillarité. Cette vitesse n'est point d'ailleurs en raison inverse exactement de la durée d'ascension, ni en raison inverse de la densité du liquide. La loi de ce phénomène paraît complexe. Les courbes figuratives des mouvements correspondants peuvent seules jusqu'alors, ainsi que les formules, représenter cette loi.

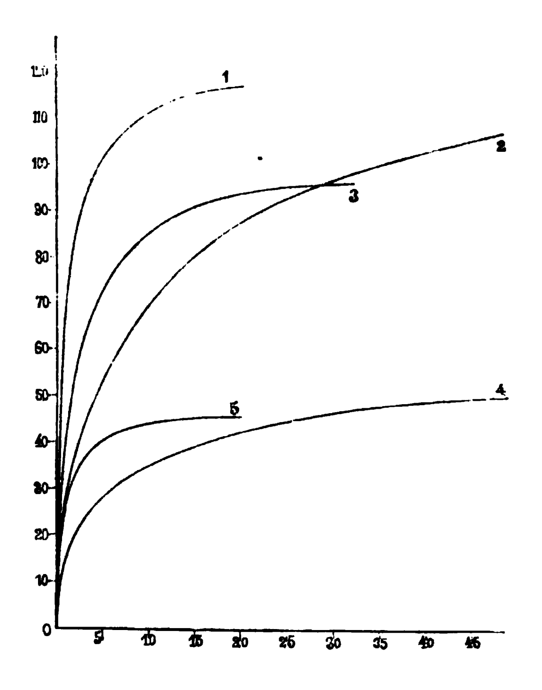
3° Parmi les liquides mis en expérience (près de 200, choisis parmi les chlorures, les iodures, les bromures et les divers sels d'ammoniaque, de potasse, de lithium et de glucinium), la solution aqueuse de *chlorhydrate d'ammoniaque* possède *la plus grande vitesse ascensionnelle*, vitesse qui va croissant avec la proportion du sel dissous.

Le *chlorure de lithium,* en dissolution aqueuse, le seul liquide qui, après la dissolution de sel ammoniac, s'élève capillairement plus haut que l'eau pure, a une vitesse bien moindre que celle de l'eau; cette vitesse est même surpassée par celle d'un grand nombre de dissolutions.

Il est à remarquer que la *dissolution alcoolique de sel ammoniac* est, pour des conditions identiques, *moins rapide* que l'alcool anhydre, quoiqu'elle s'élève finalement plus haut. Le chlorure de lithium ralentit également la vitesse de son dissolvant, mais sa solution alcoolique n'atteint pas tout à fait la même hauteur finale que l'alcool lui-même.

4° Pour un même liquide et pour la même inclinaison du tube, la *vitesse capillaire s'accroît* à mesure que le *diamètre augmente*.

5° Pour un même liquide et un même tube, la *vitesse capillaire augmente avec l'inclinaison du tube*.



6° Pour tous les liquides, la *vitesse capillaire augmente avec la température*. L'eau elle-même, dans le voisinage de son maximum de densité, ne fait pas exception à cette loi.

7° Le mouvement ascensionnel des liquides dans les tubes capillaires n'est pas uniformément varié, c'est-à-dire que les courbes figuratives des mouvements ne sont pas des paraboles, mais des logarithmiques.

La figure ci-jointe, indiquant les courbes relatives à quelques liquides types, peut donner une idée générale du phénomène : les abscisses représentent les temps; les ordonnées les hauteurs en millimètres.

La courbe 1 est relative à l'eau distillée; la courbe 2, qui est incomplète, figure celle de la potasse en dissolution concentrée : le liquide ne cesse de monter qu'après 150^s et arrive à une hauteur de 112^{mm}; la courbe 3 est celle de l'acide chlorhydrique; la courbe 4 celle de l'acide sulfurique pur : le liquide s'élève jusqu'à 57^{mm},7 et atteint cette hauteur après 160^s; enfin la courbe 5 donne la loi d'ascension de l'alcool anhydre.

Diamètre du tube................	0^{mm},35545
Inclinaison......................	45°
Température......................	19° à 20°,8

SUR LA TENSION SUPERFICIELLE DES LIQUIDES;

PAR M. J. MOUTIER.

(Réponse à M. van der Mensbrugghe.)

Dans un article précédent (t. I, p. 98), j'ai donné, d'après la théorie de Gauss, une explication de deux expériences remarquables, l'une d'Athanase Dupré, l'autre de M. van der Mensbrugghe, dans lesquelles on a vu une preuve directe de la tension superficielle des liquides. M. van der Mensbrugghe, professeur à l'Université de Gand, auteur de travaux estimés sur la tension superficielle des liquides, a publié (t. I, p. 321) à la suite de cet article des observations empreintes d'une bienveillance dont je tiens à le remercier particulièrement; mais l'importance du débat soulevé est telle, au point de vue de l'étude des forces moléculaires, que je demande la permission de revenir sur le point en litige et de développer ma pensée.

La question est celle-ci : Pour expliquer les phénomènes capillaires, des physiciens distingués ont considéré les liquides comme enveloppés par une sorte de membrane élastique, douée d'une ten-

sion superficielle, dont ils admettaient l'existence soit *à priori*, soit à la suite d'expériences ; j'en ai cité deux. Cette opinion est-elle légitime ?

Si l'on demande à l'expérience la preuve de l'existence de la tension superficielle des liquides, une conclusion de ce genre me semble perdre beaucoup de sa valeur, du moment où les expériences sont susceptibles d'une tout autre interprétation. Mais en admettant même ces conclusions déduites d'expériences particulières, quel que soit leur intérêt, il y a lieu de se demander si la théorie de la tension superficielle permet de rendre compte des phénomènes capillaires en général. Pour résoudre cette question, un moyen se présente naturellement : il suffit de considérer toutes les forces qui agissent sur le liquide et de rechercher si l'ensemble de toutes ces forces est capable de représenter les effets attribués à la tension superficielle.

C'est ce que nous apprend précisément la théorie de Gauss. Si l'on tient compte de toutes les forces qui proviennent soit du liquide, soit de la paroi solide, l'analyse de Gauss nous montre que pour tout changement de forme du liquide la somme des travaux virtuels de toutes les forces est la variation totale d'une fonction Ω, laquelle pour l'équilibre doit être un maximum. Cette fonction Ω a pour valeur

$$\Omega = \tfrac{1}{2}\rho^2 v \psi(0) - g\rho[\alpha^2 U + (\alpha^2 - 2\theta^2)T + \textstyle\int z\,dv] \quad (^1).$$

L'étude de cette fonction Ω conduit immédiatement, comme on le sait, à la valeur de l'angle de raccordement, à l'équation de la surface capillaire, à l'expression du volume liquide soulevé dans un tube et à l'explication des expériences citées plus haut, sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir la notion de tension superficielle. Cette dernière hypothèse est-elle compatible avec la théorie de Gauss ?

Si l'on suppose une modification de la forme du liquide, qui n'altère pas le volume v et s'accomplisse à une température invariable, la fonction $\psi(0)$ conserve alors une valeur constante, la variation de Ω porte uniquement sur la parenthèse, qui se compose de trois parties.

---

(1) La signification des divers termes qui composen Ω a été indiquée (t. I, p. 99).

La quantité $g\rho\alpha^2$ représente une force par unité de longueur; appelons-la, je le veux bien, tension superficielle du liquide et représentons-la par F. La quantité $g\rho(\alpha^2 - 2\beta^2)$ est également une force par unité de longueur; représentons-la par F′, quel que soit le terme que l'on veuille employer pour la désigner. Représentons de plus par dm la masse élémentaire $g\rho dv$. L'expression

$$FU + F'T + \int z\,dm$$

doit être un minimum. Telle est la conclusion de la théorie de Gauss.

Mais alors la tension superficielle n'apparaît pas comme une hypothèse *à priori* ou comme un résultat d'expériences, mais comme une interprétation de la théorie de Gauss. Cette interprétation n'est nullement nécessaire; si l'on trouve cependant commode d'introduire dans le langage le terme de tension superficielle, je suis parfaitement disposé à l'accepter, mais je ne puis voir dans la tension superficielle des liquides qu'une interprétation des résultats généraux de la théorie de Gauss.

Si la théorie de Gauss a été peu remarquée des physiciens, malgré les simplifications importantes et les additions apportées par M. Bertrand, cela tient peut-être à ce que les résultats les plus remarquables et les plus immédiats avaient déjà été obtenus par Laplace d'une autre manière. Mais cette théorie peut aussi fournir l'explication d'un grand nombre de phénomènes. Si je me suis attaché précédemment aux faits signalés par Ath. Dupré et M. van der Mensbrugghe, c'est que je considère ces expériences comme les plus intéressantes dans l'histoire de la tension superficielle des liquides.

GILBERTO GOVI. — Di nuove fiamme sensibili e della sensibilità acustica nei getti gassosi freddi (Sur de nouvelles flammes sensibles et sur la sensibilité acoustique des jets de gaz froids); *Atti della reale Accademia delle Scienze di Torino*, 13 février et 13 mars 1870.

Il a été question, dans le dernier numéro du *Journal de Physique*, d'un nouveau système de flammes chantantes, expérimenté par

M. Geyer. Cette expérience curieuse a été réalisée dès 1870 par M. Govi. Nous donnons ici un résumé succinct de son travail.

Les flammes sensibles, découvertes en 1858 par M. Lecomte, et étudiées avec un grand soin par M. le professeur Tyndall, et par l'habile préparateur de l'Institution Royale de Londres, M. Barrett, ont l'inconvénient d'exiger pour leur production une pression supérieure à celle que possède habituellement le gaz employé à l'éclairage public, surtout dans les établissements où l'on fait usage d'un régulateur de consommation. Avec le système de M. Govi, une pression de 20 à 25 millimètres d'eau suffit pour avoir les flammes les plus sensibles; il suffit même, comme nous l'avons constaté, d'une pression de 10 à 12 millimètres pour que l'expérience réussisse parfaitement.

Pour obtenir ces flammes, on fait sortir le gaz par un trou de 1 millimètre environ de diamètre (un simple tube de terre effilé à la lampe suffit). Au-dessus du jet, on place une toile métallique en fer ou en laiton, dont les mailles ont 1 millimètre carré environ, et on allume le gaz au-dessus de la toile. On peut, si l'on veut, protéger le jet de gaz contre l'agitation extérieure, au moyen d'un large tube de verre placé sur la toile métallique.

Le gaz étant allumé au-dessus de la toile, on soulève progressivement celle-ci jusqu'au moment où la flamme se raccourcit en s'étalant par sa base et en perdant son éclat. Il suffit alors de redescendre tant soit peu la toile pour que la flamme reprenne son apparence primitive. Dans cette position, elle possède le maximum de sensibilité. Elle est en effet dans une sorte d'équilibre instable que le moindre bruit détruit. Si l'on fait entendre divers sons, elle se raccourcit et s'étale en produisant un bruit analogue à celui d'un bec de Bunsen, ou d'une flamme de lampe à émailleur. Ce son est beaucoup plus accentué lorsqu'on emploie, comme l'a fait M. Geyser, un tube placé au-dessus de la toile et entourant la flamme.

M. Govi a remarqué que la flamme, pendant qu'elle se raccourcit, est formée de plusieurs enveloppes concentriques de forme conoïdale, se succédant dans l'ordre suivant de l'intérieur à l'extérieur :

1° Un cône obscur rempli de gaz non allumé.

2° Une enveloppe conique d'une teinte pourpre, terminée à sa partie supérieure par une partie plus lumineuse ayant l'apparence

d'une petite flamme. Ce cône est entouré à sa base d'une auréole d'un bleu verdâtre très-remarquable.

3° Une deuxième enveloppe, obscure à sa face intérieure, lumineuse à sa face extérieure, et qui s'effile sur le haut en une langue de vapeurs incandescentes, dont l'extrémité, à peine visible, s'aperçoit en projetant la flamme sur un fond noir.

4° Une couronne mobile de teinte bleuâtre, dont la visibilité diminue à mesure qu'elle s'élève.

Nous avons pu constater en faisant l'expérience que ces diverses apparences se manifestent surtout pendant que les sons résonnent au voisinage de la flamme. La couronne verdâtre et l'auréole bleuâtre qui entourent la flamme sont surtout visibles quand l'écrasement de celle-ci atteint son maximum.

La méthode de M. Govi est très-sûre, très-facile à pratiquer, et contribuera à populariser ces expériences intéressantes, dont l'exécution était assez difficile et dont l'explication est loin d'être complète.

Dans la deuxième Note, M. Govi a donné un moyen simple et ingénieux de constater la sensibilité acoustique des jets de gaz froids. Il emploie pour cela un gaz dont le pouvoir réfringent soit différent de celui de l'air, et place le jet devant un point lumineux très-brillant qui sert à en projeter l'ombre sur un écran. M. Govi s'est servi, à cet effet, de la lumière solaire, qu'il renvoie à l'aide d'un héliostat dans la chambre noire. Il fait passer le faisceau à travers une lentille de 9 centimètres de diamètre, et de 485 millimètres de foyer, puis il la concentre encore à l'aide d'une deuxième lentille de 21 millimètres de diamètre et de 70 millimètres de foyer. Ce système donne une image très-petite du Soleil qui rayonne sa lumière dans un cône d'une assez grande ouverture.

Le bec d'où sort le gaz est placé à $2^{m},50$ du foyer d'émission de la lumière, et l'écran à 17 mètres du même point. Il se produit ainsi une image agrandie du jet, ou plutôt une sorte d'ombre due à l'inégale réfraction des rayons à travers les diverses parties de la veine gazeuse. L'apparence est analogue à celle d'une veine d'un liquide transparent, placé dans les mêmes conditions.

Dès qu'on fait entendre un son, même à grande distance de ce jet, on voit la partie limpide de la veine se raccourcir, comme dans les expériences de Savart. Ce raccourcissement réduit la partie limpide à des longueurs proportionnelles aux longueurs d'ondes

pour certains sons, mais notablement différentes pour d'autres, comme le prouvent les nombres suivants :

SONS PRODUITS.		Do_4	Si_3	La_3	Sol_3	Fa_3	Mi_3	$Ré_3$	Do_3
Longueurs des jets gazeux.	1re expérience.	50	48	58	64	76	93	112	132
	2e expérience.	50	48	57,6	63	70,5	79,8	84,0	101,4
	3e expérience.	50	39,8	60,3	66	76	99,3	110	123
Longueurs d'ondes correspondantes....		50	53,9	60	66,7	75	80	88,9	100

La lumière solaire n'est pas indispensable pour répéter ces expériences. Nous avons pu les exécuter à l'aide de la lumière Drummond, en nous servant de la lanterne et du chalumeau de M. Duboscq. A cet effet, nous plaçons le plus près possible de la source lumineuse un diaphragme de 2 millimètres de diamètre. Ce diaphragme est fixé à un tube qui rentre dans la lanterne. L'écran étant disposé à $1^m,50$ environ, le jet est placé à $0^m,50$ du point radiant. Le gaz employé est de l'acide carbonique renfermé dans un sac en caoutchouc, il sort par un orifice d'environ 2 millimètres de diamètre, à l'extrémité d'un tube de verre effilé. Quoique le gaz soit plus dense que l'air, l'expérience réussit mieux en dirigeant le jet de bas en haut.

Pour augmenter la visibilité du jet, nous le faisons passer avant sa sortie dans un flacon renfermant de la ponce imprégnée d'une essence, telle que la benzine ou l'essence de citron. On augmente ainsi naturellement le pouvoir réfringent du gaz, sans amoindrir sa sensibilité acoustique.

A. Lissajous.

EMILIO VILLARI. — Studj acustici sulle fiamme (Études acoustiques sur les flammes); *Nuovo Cimento*, 2e série, t. I, mai 1869.

Ce travail renferme une série d'expériences curieuses sur les vibrations des flammes.

L'auteur a remarqué le fait suivant : quand on approche d'une flamme en forme de papillon, telle que celle que donne un bec à fente, un diapason vibrant énergiquement dans un plan horizontal, en ayant soin de le placer près de l'orifice de sortie du gaz, le son du diapason est renforcé.

On peut constater que la flamme vibre en l'observant, soit à travers un disque tournant, muni de fentes étroites dirigées suivant des rayons, comme dans le phénakisticope de Plateau, soit à l'aide d'un miroir tournant. On reconnaît ainsi que la flamme présente une succession de bandes alternativement brillantes et obscures.

L'auteur explique ces bandes par des condensations et dilatations successives communiquées au gaz, au point même où il sort du bec.

En effet, en regardant les bandes à travers une lunette et le disque tournant avec une vitesse convenable, il a pu profiter du moment où ces bandes paraissaient sensiblement immobiles pour mesurer au compas leur distance. Il a ainsi reconnu que leurs intervalles étaient proportionnels aux deux longueurs d'ondes produites dans l'air par les sons excitateurs, comme le prouvent les nombres suivants :

Sons produits.	Intervalles correspondants.
do_3	1,5 mm
do_2	3,0
do_1	6,0

Il a pu en déduire la vitesse de transport des bandes lumineuses, et par suite la vitesse d'écoulement du gaz. En effet, dans le deuxième cas, par exemple :

$$V = 3^{mm} \times 128 = 0^{m},384,$$

128 étant le nombre des vibrations doubles exécutées par le diapason do_2.

Pour contrôler sa manière d'expliquer le phénomène, M. le professeur Villari a reproduit les mêmes résultats en faisant agir les vibrations du diapason sur un tube de caoutchouc amenant le gaz au bec, ou même en faisant vibrer un diapason, armé d'un disque à

l'une de ses branches, au-dessus de l'orifice supérieur de la cheminée en verre d'une lampe à pétrole.

L'auteur a également appliqué le miroir tournant à l'étude de la flamme sonore, produite par le bec d'une lampe d'émailleur alimentée par le gaz, et il a constaté que cette flamme présentait des allongements et raccourcissements alternatifs complétement analogues à ceux des flammes chantantes.

LISSAJOUS.

ARTHUR SCHUSTER. — Ueber das Spectrum des Stickstoffs (Sur le spectre de l'azote); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVII, p. 106; 1872.

Plücker et Hittorf ont décrit dans leur Mémoire sur les *spectres des gaz* (1) les apparences diverses que les variations de température et de pression produisent dans ces spectres, et ont été conduits à distinguer pour un certain nombre d'entre eux deux espèces de spectres. Selon ces physiciens, le spectre du *premier ordre* correspondant à une basse température serait en général formé de bandes brillantes; celui du *second ordre* formé de lignes se présenterait au contraire lorsque la pression est très-faible et la température du gaz très-élevée : les exemples les plus frappants sur lesquels s'étayait cette théorie étaient l'hydrogène et l'azote.

Cette manière d'interpréter les faits paraît devoir être entièrement rejetée, et la conclusion infiniment plus satisfaisante pour l'esprit, à savoir que *les gaz simples incandescents possèdent un spectre unique,* se confirme de plus en plus.

Les recherches chimiques de M. Berthelot et les observations de M. Ångström ont prouvé que le spectre de bandes attribué à l'hydrogène appartient à un composé organique particulier, l'*acétylène,* très-facile à produire sous l'influence de l'étincelle électrique lorsque l'hydrogène se trouve en contact avec des traces de carbone.

L'hydrogène n'a donc en réalité qu'un seul spectre composé des trois lignes brillantes bien connues qui fournissent au spectre solaire les trois lignes sombres C, F et *h* du spectre de Frauenhofer.

---

(1) *Philosophical Transactions*, t. CLV, p. 1.

D'après Ångström et de Thalén, ces radiations ont pour longueur d'onde (exprimée en dix millioniėmes de millimètre) :

$$C = 6562$$
$$F = 4861$$
$$h = 4101$$

La même conclusion vient d'être étendue à l'azote par M. Schuster; dans son Mémoire il tend à démontrer :

1° *Que l'azote pur présente un spectre unique;*

2° *Que le spectre est un spectre de lignes;*

3° *Que le spectre à bandes cannelées, du premier ordre, appartient à des oxydes d'azote qui se forment sous l'influence de l'étincelle électrique.*

Le point de départ des expériences de l'auteur est l'apparition soudaine des bandes cannelées à la place des lignes brillantes de l'azote dans une observation du spectre de lignes de ce gaz. Le tube de Geissler sur lequel il opérait s'était fissuré et de l'air s'y était introduit.

L'auteur fut donc conduit à construire des tubes à azote parfaitement débarrassés d'oxygène : il y parvint en absorbant les traces d'oxygène qui subsistent toujours à l'aide d'un fragment de sodium chauffé dans une ampoule attenant au tube. Grâce à cette précaution, le spectre de l'azote ne présente *jamais* de bandes cannelées : son spectre est exclusivement formé de lignes brillantes dont les longueurs d'onde sont les suivantes (exprimées en dix millioniėmes de millimètre) :

6288	5932	4644
{ 6165	5666	4214
{ 6152	5164	4184
5942	4894	

Il est bon de rappeler que, si la nature des spectres de ces gaz purifiés est unique, il est probable que leur apparence doit varier lorsque la température ou la pression s'élève considérablement, et qu'ils tendent à la limite vers la continuité complète des radia-

tions : les expériences de MM. Frankland et Lockyer sur le spectre de l'hydrogène ont prouvé que les trois lignes brillantes s'élargissent de plus en plus, et que, quand la température et la pression sont suffisantes, l'étalement des lignes est complet et le spectre devient continu.

A. Cornu.

E. HAGENBACH.—Verschieden Versuche über Reibungs Electricität (Quelques recherches sur l'électricité de frottement); *Ph. Carl's Repertorium*, t. VIII, p. 65; 1872.

M. Hagenbach étudie dans ce travail la production de l'électricité par le frottement; il montre une fois de plus que les différences les plus minimes en apparence, dans la nature de la surface ou dans le mode de friction, peuvent produire un partage tout à fait opposé des deux électricités.

Verre. — On croit ordinairement que le verre frotté avec une peau de chat prend toujours de l'électricité négative; il n'en est rien.

1° Si l'on frotte le verre dans un sens déterminé, et qu'on se serve de la peau du cou ou des pattes, le verre est négatif; il est positif au contraire si l'on se sert de la peau du dos.

2° Si, avec la peau du cou ou des pattes de derrière, on frotte le verre dans un sens déterminé, il est négatif; il est positif au contraire si l'on frotte alternativement dans un sens et dans l'autre.

3° Avec la peau des pattes de derrière, une friction, accompagnée d'une légère pression, rend le verre négatif; il devient au contraire positif si la pression est considérable.

4° Un bâton de verre, frotté alternativement dans les deux sens sur la peau des pattes de devant, devient positif; il devient au contraire négatif, si on le transporte successivement sur toutes les parties de la peau.

On s'est servi dans ces expériences d'un verre poli qui n'avait pas été soumis à la flamme de l'alcool. Un verre dépoli, ou un verre qui a été soumis à l'action de la flamme de la lampe à alcool, serait toujours négatif dans son frottement avec la peau.

Porcelaine. — Frotté avec la laine ou la soie, un tube de porcelaine poli devient positif; il devient au contraire négatif s'il est dépoli.

Un tube de porcelaine dépoli frotté avec du caoutchouc vulcanisé est d'abord positif; si l'on fait durer le frottement et que l'on augmente la pression, il devient négatif et reste désormais négatif, que le frottement avec le caoutchouc soit faible ou fort. Ce fait s'explique par un dépôt de soufre à la surface du tube.

Papier. — La composition et la texture du papier ont une grande influence. Le papier à la main glacé, fabriqué à Bâle, n'a pu être électrisé négativement que par le frottement avec une peau de chat ou une peau de lapin molle : toutes les autres peaux, la main, la laine et la soie, le rendent positif. Avec le caoutchouc

vulcanisé ou le coton-poudre, son électrisation est si forte qu'on entend très-distinctement des décharges lorsqu'on en approche la main ; le papier de Chine et le papier de soie se comportent à peu près de même, quoique ayant cependant une tendance prononcée à devenir négatifs lorsqu'on les frotte avec la main. En général, les autres papiers deviennent négatifs quand ils sont frottés avec une peau, la main, la laine ou la soie, et positifs quand on les frotte avec le caoutchouc vulcanisé et surtout le coton-poudre.

Le papier à la main, de fabrication récente, devient toujours positif par le frottement avec n'importe quel autre papier.

Le vieux papier à la main, le papier de Chine, le papier de soie deviennent négatifs quand on les frotte vivement avec le doigt dans un sens déterminé ; ils deviennent au contraire positifs si on les frotte doucement, et surtout alternativement dans les deux sens.

Si l'on frotte du papier ordinaire, fabriqué à la machine, avec du papier dur d'emballage, celui-ci devient négatif, contrairement à la loi énoncée par Coulomb.

Le papier dit *parcheminé*, qui a été obtenu par l'action de l'acide sulfurique, se comporte comme le papier à la main.

Le *papier pyroxyle* est remarquable : non-seulement la main et la soie, mais aussi le caoutchouc vulcanisé l'électrisent négativement ; seul le coton-poudre lui donne de l'électricité positive.

Le papier pyroxyle et le papier ordinaire peuvent servir, dans les cours, d'électroscopes très-simples et très-commodes. Pour avoir un électroscope destiné à reconnaître l'électricité négative, on prend une bande de papier pyroxyle que l'on fait passer entre les doigts, ou une bande de papier ordinaire que l'on frotte avec du caoutchouc vulcanisé : pour reconnaître l'électricité positive, on frotte la bande de pyroxyle ou de papier ordinaire avec du coton-poudre.

Le papier s'électrise ainsi assez fortement pour que, approché d'un pendule électrique, il le fasse tenir horizontal. Soumise à un corps chargé d'une électricité contraire à celle du papier, la boule retombe.

Soie. — La couleur de la soie a une très-grande influence sur la nature de l'électricité qu'elle prend par le frottement ; une friction légère rend la soie blanche positive et la soie brune négative.

Métaux. — Des faits très-connus montrent que les métaux s'électrisent par frottement avec un corps isolant. Souvent, dans les fabriques, on a remarqué que les courroies de cuir, qui font tourner l'arbre de couche, s'électrisent assez fortement pour que des aigrettes lumineuses deviennent visibles lorsqu'on en approche le doigt ou une pointe métallique. Si l'arbre est monté sur des pieds portant sur l'asphalte, il en jaillit, lorsque l'on s'approche, de fortes étincelles qui ont parfois causé des accidents.

La disposition la plus commode, pour étudier la nature de l'électricité développée sur les métaux par le frottement, consiste à former avec le métal de petites boules d'épreuve que l'on isole par des manches en caoutchouc durci. Le laiton se distingue du fer par une grande tendance à devenir négatif, seuls le coton-poudre, le collodion et le papier pyroxyle le rendent parfois positif ; il convient que le laiton ait été passé au papier d'émeri humide, ou encore soumis à la flamme d'une lampe à alcool.

Expériences fondamentales de l'électricité.

D'après l'auteur, la méthode employée ordinairement dans les cours pour démontrer les expériences fondamentales de l'électricité (attraction de deux corps électrisés de nom contraire, répulsion entre deux corps électrisés de même nom, etc.) est, au point de vue pédagogique, sujette à une grave objection. Comme l'intelligence complète de ce fait, qu'une balle de sureau est attirée d'abord par le verre, puis repoussée, suppose connue l'explication de la communication de l'électricité par contact, explication qui, pour être complète, suppose l'existence des deux électricités de nom contraire, l'auteur croit qu'il y a dans la démonstration un cercle vicieux, et propose de l'éviter en changeant le mode expérimental.

1° Deux bandes de papier pyroxyle tenues entre deux doigts de l'une des mains et passées entre les doigts de l'autre, ou frottées soit avec une peau, soit avec du caoutchouc durci se repoussent fortement.

Deux bandes de papier ordinaire, bien sec, tenues, comme plus haut, et frottées avec du coton-poudre ou du caoutchouc durci se repoussent aussi; dans les deux cas, chacune des deux bandes de papier possède évidemment la même électricité.

Or, si l'on prend deux bandes, l'une en papier pyroxyle, l'autre en papier ordinaire, et qu'on les frotte toutes deux avec du caoutchouc durci, elles s'attirent.

2° On prend deux petites aiguilles de caoutchouc durci, longues d'environ 25 centimètres et épaisses de 1 centimètre, munies d'une chape à la façon d'une aiguille aimantée et d'un pivot sur lequel elles peuvent se mouvoir horizontalement.

On frotte l'une d'elles avec une peau de chat, du coton-poudre, elle attire les corps légers; placée sur son pivot, elle est attirée par le doigt qui lui fait faire un tour entier. Frottées toutes deux de la même manière et placées sur leurs pivots, elles manifestent une vive répulsion.

Frottées l'une avec la peau de chat, l'autre avec le coton-poudre, elles manifestent une vive attraction.

3° En frottant la moitié d'une semblable aiguille avec une peau de chat, l'autre moitié avec du coton-poudre, on obtient un corps électrique polarisé, qui peut servir à montrer les analogies et les différences des forces électriques et magnétiques.

4° Si l'on frotte avec la tige de caoutchouc vulcanisé ou durci de l'une de ces aiguilles électriques l'une des deux boules d'une seconde aiguille électrique, formée d'une tige de caoutchouc durci portant deux boules égales de laiton, on reconnaît aisément que l'une des électricités se porte sur le métal et l'autre sur le caoutchouc [1].

---

[1] Comme isolant, le caoutchouc durci (Horngummi, Kammane, Ebonit) est préférable à la gomme-laque. M. Gaugain (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. L) a, en effet, reconnu que, après avoir été exposée pendant une heure dans un endroit un peu humide, la gomme-laque devenait excessivement impressionnable à l'humidité; et que, lorsque par une dessiccation à l'air chaud elle avait repris ses facultés isolantes, il suffisait d'une exposition de quelques minutes dans une atmosphère humide pour qu'elle devînt excessivement conductrice.

5° Le coton-poudre rend positifs presque tous les corps (le sulfure de cuivre est la seule exception trouvée par M. Hagenbach) avec lesquels on le frotte. Ce fait peut être utilisé dans l'enseignement pour avoir aisément avec un électrophore l'une ou l'autre des deux électricités. Il suffit de frotter le plateau de caoutchouc durci de l'électrophore successivement avec du coton-poudre et avec une peau de chat.

C. André.

SCHNEEBELI. — Stofsversuche mit Kugeln aus verschiedenem Metall (Expériences sur le choc faites avec des sphères de différents métaux); *Annales de Poggendorff*, t. CXLV, p. 328; 1872.

Dans un précédent travail, l'auteur a recherché la durée du contact dans le choc des corps élastiques; il employait, pour mesurer ce temps, le procédé indiqué par Pouillet, consistant à observer l'impulsion communiquée à l'aiguille d'un galvanomètre par l'action d'un courant passant pendant la durée du contact; cette impulsion, proportionnelle à la durée du contact, avait été déterminée en fonction du temps, à l'aide d'un pendule fermant un courant pendant un temps très-court, et variable suivant l'amplitude donnée au pendule.

Le choc se produisait contre la base d'un cylindre d'acier horizontal; les corps choquants étaient des sphères ou des cylindres arrondis à leur extrémité.

Il a constaté les lois suivantes:

Le temps du contact est proportionnel à la masse du corps choquant, diminue avec la hauteur de la chute et avec le rayon de courbure au point de contact.

Entre des corps de masses inégales, cette durée est indépendante du corps mis en mouvement; elle est quatre fois plus courte si le corps choqué est libre que s'il est fixe.

Avec divers métaux, la durée paraît être sensiblement en raison inverse de la racine carrée du coefficient d'élasticité.

A. Terquem.

H. EMSMANN. — Ein Collector für Frictionsmachinen (Collecteur pour les machines électriques à frottement); *Annales de Poggendorff*, t. CXLV, p. 332; 1872.

Dans la machine électrique de Winter, de Vienne, les conducteurs sont réduits à une grosse boule et à deux anneaux munis de

pointes, entre lesquels passe le plateau de la machine. Quand on veut tirer des étincelles puissantes de la machine, on y ajoute un grand anneau vertical de bois, dans lequel se trouve renfermé un faisceau de fils de fer. M. Emsmann remplace ce collecteur par le suivant, plus simple et plus facile à construire. On prend une séric de tubes de verre fermés à une extrémité, et rentrant les uns dans les autres, comme ces piles de verres de Bohême dont on se sert dans les laboratoires de chimie. On colle de l'étain sur les surfaces extérieures, sauf pour le tube le plus large, et l'on réunit toutes ces surfaces métalliques par des languettes qui dépassent le bord supérieur. On peut ainsi avoir un collecteur ou conducteur supplémentaire d'une très-grande surface, peu volumineux, et à l'abri de la déperdition, si l'on ferme complétement la surface supérieure par une lame de glace ou de caoutchouc, percée pour laisser passer une tige conductrice servant à suspendre le tout au conducteur de la machine.

A. TERQUEM.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLIV. — Décembre 1872.

G.-K. WINTER. — *Relation à établir entre la résistance de la batterie et la conductibilité du fil de la bobine, pour que la force magnétique d'un électro-aimant soit maximum*, p. 414.

F. ZÖLLNER. — *Sur le télescope spectroscopique à réversion*, p. 417.

J.-W. DRAPER. — *Recherches d'actino-chimie (second Mémoire) : Sur la distribution de la force chimique dans le spectre*, p. 422.

JAMIN et RICHARD. — *Sur les lois du refroidissement*, p. 457.

J. DEWAR. — *Sur la chaleur spécifique du carbone à de hautes températures*, p. 461.

H. WEBER. — *Pouvoir conducteur du fer et du maillechort*, p. 481.

A.-S. DAVIS. — *Sur la vision récurrente*, p. 526.

HELMHOLTZ. — *Sur la théorie de l'électrodynamique*, p. 530.

RELATIONS ENTRE LES COEFFICIENTS THERMIQUES ET THERMO-ÉLASTIQUES DES CORPS;

PAR M. A. CORNU.

L'étude des phénomènes élastiques et calorifiques que présentent les corps ont conduit les physiciens à la considération de coefficients particuliers, tels que les coefficients d'élasticité, les coefficients de dilatation sous pression constante ou sous volume constant, les caloriques spécifiques, etc., qui tous répondent à certaines circonstances simples de l'observation. Il est résulté de ces recherches particulières une variété de coefficients qui engendre parfois la confusion, car ces coefficients sont loin d'être distincts. Le but de la présente Note est d'établir les relations qui existent entre eux, de rétablir la symétrie de leurs définitions, et finalement d'en réduire le nombre au minimum. Comme on va le voir, ces relations sont de deux natures : les unes sont indépendantes de toute théorie particulière et découlent comme conséquences nécessaires des définitions; les autres s'introduisent comme conséquences des principes de la thermodynamique et peuvent servir de vérification à cette théorie.

Remarque préliminaire. — Tous les coefficients que nous allons étudier sont des limites de *rapports :* ce sont les quotients de la variation d'une certaine quantité prise comme fonction (volume, quantité de chaleur, etc.) par la variation correspondante d'une autre quantité prise comme variable indépendante (température, pression, etc.). Ce sont donc des *dérivées,* et même des *dérivées partielles,* car on suppose que toutes les autres variables du problème restent constantes; il ne faut donc pas oublier que tous ces coefficients définis parfois comme ayant une valeur numérique fixe sont des fonctions de *toutes les variables* de la question, et ne peuvent être considérés comme constants que dans une très-petite étendue de l'échelle de variation de ces variables.

DÉFINITIONS DES PRINCIPAUX COEFFICIENTS.

I. *Coefficients déduits de la fonction caractéristique des corps.* — On admet que les trois données caractéristiques de l'état d'un

corps quelconque, *température* t, *volume* v de l'unité de poids, et *pression* p par unité de surface, sont liées par une relation

$$(1) \qquad \varphi(p, v, t) = 0.$$

Cette relation générale $\varphi = 0$ n'est guère connue que pour les gaz parfaits; elle est égale dans ce cas à

$$pv - p_0 v_0(1 + \alpha t) = 0.$$

Toutefois on peut, à défaut de la connaissance de cette fonction, se contenter de la différentielle

$$(2) \qquad \frac{\partial\varphi}{\partial p}\,dp + \frac{\partial\varphi}{\partial v}\,dv + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\,dt = 0,$$

qui lie les variations simultanées dp, dv, dt.

On démontre aisément que les coefficients de dilatation et de compressibilité déterminent les valeurs numériques relatives des trois coefficients différentiels. En effet, on définit le coefficient de dilatation cubique par la formule empirique

$$v = v_0(1 + kt) \quad \text{ou mieux} \quad v = v_0[1 + f(t)],$$

d'où l'on tire

$$dv = v_0 \frac{\partial f(t)}{\partial t}\,dt.$$

Mais il faut ajouter $dp = 0$, car la pression est supposée constante; or l'expression $\frac{1}{v_0}\frac{\partial v}{\partial t}$ est le *coefficient vrai de dilatation* correspondant à la température t, et rapporté au volume v_0 du corps à la température $t = 0$. Mais il vaut mieux rapporter la dilatation au volume actuel v correspondant à la température t; désignons donc par α *le coefficient vrai de dilatation sous pression constante* rapporté au volume v, non plus au volume v_0; on aura

$$dv = v\alpha\,dt \quad \text{avec} \quad dp = 0.$$

Substituant ces valeurs relatives de dp, dv, dt dans la relation (2), il vient, en remarquant que le rapport de dv à dt est une dérivée partielle,

$$v\alpha = \frac{\partial v}{\partial t} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) : \left(\frac{\partial\varphi}{\partial v}\right).$$

De la même manière, le *coefficient de compressibilité,* d'ordinaire défini par la formule empirique

$$v = v_0(1 - \mu p), \quad \text{ou mieux} \quad v = v_0[1 - \psi(p)],$$

peut être défini d'une manière plus générale par la condition

$$dv = -v\mu\,dp \quad \text{avec} \quad dt = 0;$$

d'où, par substitution

$$v\mu = -\frac{\partial v}{\partial p} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial p}\right) : \left(\frac{\partial \varphi}{\partial v}\right).$$

La relation différentiée peut donc être mise sous la forme

$$(3) \qquad \mu\,dp + \frac{dv}{v} - \alpha\,dt = 0,$$

relation très-importante qui n'est autre que la différentielle de la fonction $\varphi(p, v, t) = 0$, que l'on ne connaît pas en général pour un corps quelconque ([1]).

On considère aussi quelquefois le *coefficient de dilatation sous volume constant* déduit de la formule

$$p = p_0(1 + \beta t)$$

ou

$$dp = p_0\beta\,dt \quad \text{avec} \quad dv = 0.$$

Désignant alors par β le *coefficient vrai de dilatation sous volume constant,* on aura

$$dp = p\beta\,dt \quad \text{avec} \quad dv = 0.$$

La substitution dans l'équation (2) conduit à la relation

$$p\beta = \frac{\partial p}{\partial t} = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right) : \left(\frac{\partial \varphi}{\partial p}\right),$$

qu'on peut remplacer par la définition du coefficient sous pression

([1]) Il ne faut pas oublier la différence qui existe entre les définitions ci-dessus et les définitions empiriques ordinairement adoptées : ces dernières ont l'inconvénient de supposer inutilement une origine fixe, comme p_0, v_0. Toutefois, au point de vue numérique, la différence, sauf pour les gaz, est souvent négligeable.

constante, de sorte que l'équation $d\varphi = o$ se met sous la forme

$$(4) \qquad dp + \frac{dv}{v\mu} - p\beta dt = o.$$

II. *Coefficients calorimétriques.* — Lorsqu'on cède une quantité de chaleur infiniment petite dQ à l'unité de poids d'un corps, en général, les trois caractéristiques p, v, t varient infiniment peu; les quatre variations dQ, dp, dv, dt sont nécessairement liées par une relation linéaire

$$dQ = A\,dp + B\,dv + C\,dt.$$

Mais, comme les trois variables p, v, t sont liées par la relation $\varphi = o$, on peut toujours supposer que l'une d'elles a été éliminée, et mettre la valeur de dQ sous l'une des trois formes

$$(5) \qquad \begin{cases} dQ = c\,dt + l\,dv & \text{en éliminant } p, \\ dQ = C\,dt + h\,dp & \text{» } v, \\ dQ = \lambda\,dv + k\,dp & \text{» } t; \end{cases}$$

les coefficients c et l étant fonctions de v et de t [1],
» C et h » p » t,
» λ et k » p » v.

On reconnaît dans les coefficients c et C les *capacités calorifiques à volume constant* et *à pression constante,* c'est-à-dire

$$c = \lim \frac{dQ}{dt} \quad \text{correspondant à} \quad dv = o,$$

$$C = \lim \frac{dQ}{dt} \quad \text{»} \quad dp = o.$$

Les coefficients l et h ont été appelés, avant la découverte du principe d'équivalence, *chaleurs latentes de dilatation,* pour une variation de volume ou de pression. Ce sont, en effet, les rapports

---

(1) Avant la découverte des principes de la thermodynamique, on aurait ajouté : et de Q, c'est-à-dire de la quantité absolue de chaleur que contient le corps. On sait que les trois variables p, v, t suffisent en général pour définir l'état d'un corps quelconque.

limites des quantités de chaleur dQ dégagées par l'unité de poids du corps, pour une variation de volume dv ou de pression dp sous température constante :

$$l = \lim \frac{dQ}{dv} \quad \text{avec} \quad dt = 0,$$

$$h = \lim \frac{dQ}{dp} \quad \text{avec} \quad dt = 0.$$

Quant aux coefficients λ et k, ils n'ont reçu aucun nom ; pourtant leur détermination physique directe serait au moins aussi aisée que celle des quatre autres : l'équation (5) les définit suffisamment.

RELATIONS ENTRE LES COEFFICIENTS DÉFINIS CI-DESSUS.

I. *Relations indépendantes de toute théorie.* — 1° L'identification des deux formes (3) et (4) de la relation $d\varphi = 0$ exige que l'on ait

$$\text{(I)} \qquad \alpha = \beta\mu p,$$

équation qui établit une relation très-simple entre les deux coefficients de dilatation et le coefficient de compressibilité. 2° Les six coefficients calorimétriques c, C, l, h, λ, k ont entre eux quatre relations très-simples, qui proviennent de ce que les trois expressions de dQ doivent se réduire à des identités, en ayant égard à la relation $d\varphi = 0$.

En effet, égalant les deux premières expressions de dQ, on a

$$c\,dt + l\,dv = C\,dt + h\,dp;$$

les valeurs relatives des trois différentielles étant arbitraires, cette expression, mise sous la forme

$$h\,dp - l\,dv + (C - c)\,dt = 0,$$

ne peut être exacte que si elle est identique avec l'équation $d\varphi = 0$,

$$\mu\,dp + \frac{dv}{v} - \alpha\,dt = 0,$$

où les rapports des trois différentielles sont également arbitraires.

L'identification donne deux des relations cherchées

$$\text{(II)} \qquad \frac{h}{\mu} = -lv = -\frac{C-c}{\alpha}.$$

On obtiendra les deux autres en partant de la deuxième et de la troisième valeur de dQ

$$C\,dt + h\,dp = \lambda\,dv + k\,dp,$$

ou

$$(k-h)\,dp + \lambda\,dv - C\,dt = 0.$$

On en conclut

$$\text{(III)} \qquad \frac{k-h}{\mu} = \lambda v = \frac{C}{\alpha}.$$

Ces quatre relations très-importantes permettent de réduire les six coefficients c, C, l, h, λ, k à deux distincts. Ceux qui offrent l'interprétation la plus simple sont c et C ; on va donc exprimer l, h, λ, k en fonction de C, c, α et μ, ou encore, par raison de symétrie en fonction de $\alpha\beta$ [en ayant égard à la relation (I) $\alpha = \beta\mu p$],

$$\text{(IV)} \qquad \begin{cases} l = \dfrac{C-c}{\alpha v}, & \lambda = \dfrac{C}{\alpha v}, \\ h = -\dfrac{C-c}{\alpha}\mu = -\dfrac{C-c}{\beta p}, & k = h + \dfrac{C\mu}{\alpha} = \dfrac{c}{\beta p}. \end{cases}$$

Il est bien entendu qu'il faut joindre à ces expressions l'équation $\varphi = 0$, ou sa différentielle $d\varphi = 0$.

Remarque. — Ces relations sont indépendantes de toute théorie ; elles résultent uniquement des définitions et de l'existence de la fonction $\varphi(p, v, t) = 0$.

II. *Relations déduites du principe de l'équivalence de la chaleur et du travail. — Équations de Clausius.* — L'expression analytique du principe d'équivalence de la chaleur et du travail permet de nouvelles identifications, qui fournissent trois nouvelles relations entre les coefficients calorimétriques.

Si l'on désigne par U la fonction de p, v, t qui représente l'*énergie interne* du corps, par $\tau = \int p\,dv$ le travail extérieur, et par E

l'équivalent mécanique de la chaleur, on a

$$E\,dQ = dU + p\,dv.$$

Or U peut être exprimé de trois manières ([1]), suivant qu'on élimine p, v, t à l'aide de l'équation $\varphi = 0$. Donc on aura

$$\begin{aligned} E\,dQ &= \frac{\partial U(t,v)}{\partial t}dt + \frac{\partial U(t,v)}{\partial v}dv + p\,dv = E(c\,dt + l\,dv) \\ &= \frac{\partial U(t,p)}{\partial t}dt + \frac{\partial U(t,p)}{\partial p}dp + p\left(\frac{\partial v}{\partial t}dt + \frac{\partial v}{\partial p}dp\right) = E(C\,dt + h\,dp) \\ &= \frac{\partial U(p,v)}{\partial p}dp + \frac{\partial U(p,v)}{\partial v}dv + p\,dv = E(\lambda\,dv + k\,dp). \end{aligned}$$

D'où l'on conclut identiquement

$$\begin{aligned} Ec &= \frac{\partial U(t,v)}{\partial t}, & El &= \frac{\partial U(t,v)}{\partial v} + p, \\ EC &= \frac{\partial U(t,p)}{\partial t} + p\frac{\partial v}{\partial t}, & Eh &= \frac{\partial U(t,p)}{\partial p} + p\frac{\partial v}{\partial p}, \\ Ek &= \frac{\partial U(p,v)}{\partial p}, & E\lambda &= \frac{\partial U(p,v)}{\partial v} + p. \end{aligned}$$

On élimine la fonction U en remarquant que la dérivée seconde d'une fonction, prise par rapport à deux variables, possède identiquement la même valeur, quel que soit l'ordre des différentiations. Par exemple, dans le cas de $U(t, v)$, on a deux expressions de $\frac{\partial^2 U}{\partial t\,\partial v}$,

$$E\frac{\partial c}{\partial v} = \frac{\partial^2 U(t,v)}{\partial t\,\partial v} \quad \text{et} \quad E\frac{\partial l}{\partial t} = \frac{\partial^2 U(t,v)}{\partial v\,\partial t} + \frac{\partial p}{\partial t}.$$

Égalant ces valeurs, et opérant de même avec les deux autres systèmes, on arrive aux trois relations

$$(\text{V}) \qquad \left\{\begin{aligned} &E\left(\frac{\partial l}{\partial t} - \frac{\partial c}{\partial v}\right) = \frac{\partial p}{dt} = \alpha v, \\ &E\left(\frac{\partial C}{\partial p} - \frac{\partial h}{\partial t}\right) = \frac{\partial v}{\partial t} = p\beta, \\ &E\left(\frac{\partial \lambda}{\partial p} - \frac{\partial k}{\partial v}\right) = 1. \end{aligned}\right.$$

([1]) En écrivant $U(t, v)$, $U(t, p)$, $U(p, t)$, on indique le résultat qu'on obtiendrait après élimination de l'une des trois variables.

Ces trois nouvelles relations ne sont pas immédiatement utilisables à simplifier le nombre des coefficients thermiques, mais leur importance va apparaître dans ce qui suit.

III. *Relations déduites du principe de Carnot. — Équations de W. Thomson.* — Le principe de Carnot conduit à écrire que, pour un cycle fermé quelconque, l'intégrale $\int \frac{dQ}{T}$ est nulle (T étant la température absolue $= t + 273°$). Cette condition exige que l'expression $\frac{dQ}{T}$ soit une différentielle exacte des deux variables indépendantes qu'on a choisies.

On sait, en effet, qu'une expression de la forme $X\,dx + Y\,dy$, X et Y étant deux fonctions de x et y, n'est pas en général la différentielle totale d'une fonction $F(x, y)$, mais qu'elle peut le devenir par la multiplication, par une fonction de x, y, z, qu'on nomme *facteur d'intégrabilité*.

L'expression $E\,dQ = dU + p\,dv$ n'est pas une différentielle exacte, puisqu'elle se compose de dU qui en est une, et de $p\,dv$ qui n'en est pas une. Le facteur d'intégrabilité est donc ici $\frac{1}{T}$, c'est-à-dire la valeur tirée de l'équation $\varphi(p, v, t) = 0$ résolue par rapport à $\frac{1}{273° + t}$.

On pourra donc exprimer $\frac{dQ}{T}$ de trois manières, d'après les trois valeurs de dQ, en considérant t et v, t et p, ou p et v, comme variables indépendantes. La condition analytique pour que $X\,dx + Y\,dy$ soit la différentielle exacte d'une fonction F est

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{\partial^2 F}{\partial x\,\partial y};$$

ce qui revient, comme dans le cas précédent, à identifier les deux expressions d'une dérivée seconde prise par rapport à deux variables

$$\frac{dQ}{T} = \frac{c}{T}\,dt + \frac{l}{T}\,dv, \quad \text{d'où} \quad \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{c}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{l}{T}\right),$$

$$= \frac{C}{T}\,dt + \frac{h}{T}\,dp, \qquad \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{C}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{h}{T}\right),$$

$$= \frac{k}{T}\,dp + \frac{\lambda}{T}\,dv, \qquad \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{k}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\lambda}{T}\right);$$

toutes réductions faites, on trouve

$$\mathrm{T}\left(\frac{\partial l}{\partial t} - \frac{\partial c}{\partial v}\right) = l,$$

$$\mathrm{T}\left(\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial c}{\partial v}\right) = h,$$

$$\mathrm{T}\left(\frac{\partial k}{\partial v} - \frac{\partial \lambda}{\partial p}\right) = k\frac{\partial t}{\partial v} - \lambda\frac{\partial t}{\partial p}.$$

Ces équations se simplifient beaucoup, si l'on a égard aux équations (V) déduites du premier principe; elles deviennent

$$\text{(VI)}\qquad \begin{cases} l = \dfrac{1}{\mathrm{E}}\mathrm{T}\dfrac{\partial p}{\partial t}, \\ h = -\dfrac{1}{\mathrm{E}}\mathrm{T}\dfrac{\partial v}{\partial t}, \\ k\dfrac{\partial t}{\partial v} - \lambda\dfrac{\partial t}{\partial p} = -\dfrac{1}{\mathrm{E}}\mathrm{T}. \end{cases}$$

Substituant à la place des dérivées partielles les valeurs de α, β et μ, posant en outre $\mathrm{A} = \frac{1}{\mathrm{E}}$, il vient

$$\text{(VII)}\qquad \begin{cases} l = \mathrm{AT}p\beta, \\ h = -\mathrm{AT}v\alpha, \\ \dfrac{k}{\alpha v} - \dfrac{\lambda}{p\beta} = -\mathrm{AT}. \end{cases}$$

Ces trois nouvelles relations sembleraient devoir réduire de trois unités le nombre des coefficients distincts; il est facile de vérifier qu'elles ne sont pas elles-mêmes distinctes, mais se réduisent à une seule. Éliminant, en effet, AT, il vient

$$\mathrm{AT} = \frac{l}{p\beta} = -\frac{h}{v\alpha} = -\frac{k}{\alpha v} + \frac{\lambda}{p\beta}.$$

Substituant les valeurs de l, h, k, λ (IV), on a

$$\mathrm{AT} = \frac{\mathrm{C}-c}{\alpha v p\beta} = \frac{\mathrm{C}-c}{\beta p\alpha v} = -\frac{c}{\alpha v\beta p} + \frac{\mathrm{C}}{\alpha v\beta p};$$

il reste donc la relation unique

$$\text{(VIII)} \qquad C - c = AT\alpha\beta v p,$$

s'appliquant à un corps quelconque.

Cette relation nouvelle suppose l'exactitude des deux principes de la Thermodynamique, lesquels paraissent maintenant complétement établis.

En résumé, si l'on veut utiliser toutes les relations démontrées ci-dessus, on peut exprimer tous les coefficients thermiques ou thermo-élastiques en fonction de trois d'entre eux : par exemple, le coefficient de dilatation sous pression constante, le coefficient de compressibilité cubique et la capacité calorifique sous pression constante.

Voici le résultat de l'élimination de c, qui n'est pas directement accessible à l'expérience,

$$\beta = \frac{\alpha}{\mu p}, \qquad c = C - AT\frac{\alpha^2 v}{\mu};$$

$$l = AT\frac{\alpha}{\mu}, \qquad \lambda = \frac{C}{\alpha v};$$

$$h = -AT\alpha v, \quad k = \frac{C\mu}{\alpha} - AT\alpha v.$$

Ainsi le nombre des coefficients strictement nécessaires est réduit à trois dans le cas simple où le corps est supposé homogène et isotrope, et où la pression extérieure est répartie uniformément sur sa surface. Ce qui revient à dire qu'il reste isotrope dans toutes les modifications qu'il subit.

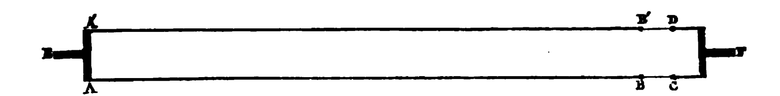
NOUVELLES EXPÉRIENCES SUR LA PROPAGATION DU COURANT INSTANTANÉ DE LA BOUTEILLE DE LEYDE DANS LES FILS DE DIVERSES CONDUCTIBILITÉS;

Par M. C.-M. GUILLEMIN.

En voulant vérifier certaines idées théoriques, j'ai été conduit, après de nombreux essais, à constater quelques faits d'expérience qui semblent contredire les lois élémentaires les mieux démontrées.

On sait que, pour le courant de la pile, le plomb est 11 ou 12 fois plus résistant que le cuivre; que le fer résiste 7 fois plus que ce même métal. Une expérience facile à répéter pourrait faire croire que, pour le courant de la batterie dans certaines circonstances, l'ordre des résistances est renversé.

Deux fils AB et A'B', l'un de cuivre, l'autre de plomb, de 12 à 15 mètres de long, sur $1^{mm},3$ de diamètre, tendus parallèlement,



communiquent avec deux fils de platine ou de fer d'un faible diamètre, B'D et BC. Ces fils, *que j'appellerai* FILS D'ÉPREUVE, *parce qu'ils servent à mesurer l'intensité du courant,* s'échauffent par le passage du courant. Les deux extrémités de ces conducteurs sont réunies par des tiges métalliques un peu fortes. En traversant ces conducteurs, un courant voltaïque d'une énergie suffisante échauffe plus le fil d'épreuve BC du côté du cuivre que le fil B'D du côté du plomb. Mais si l'on remplace le courant de la pile par celui de la batterie, l'effet contraire se produit; le courant transmis par le plomb fait rougir et fondre le fil d'épreuve correspondant B'D, tandis qu'il échauffe à peine au rouge sombre le fil BC, qui reçoit son courant par l'intermédiaire du cuivre. Le plomb semble donc être meilleur conducteur que le cuivre pour le courant de la batterie.

Quand au fil de plomb on substitue un fil de fer de mêmes dimensions, les effets ne sont pas moins remarquables. L'expérience se fait de la même manière que tout à l'heure, avec cette différence qu'il faut ici commencer par deux fils de cuivre égaux AB et A'B', puis déterminer avec soin quelle est la charge de la batterie qui fond les fils d'épreuve. Alors on remplace par un fil de fer l'un des fils de cuivre, A'B' par exemple. L'expérience étant ainsi disposée, si l'on fait passer, dans les deux conducteurs de cuivre et de fer, la charge qui faisait fondre également les deux fils d'épreuve, le fil BC qui reçoit son courant du fer ne s'échauffe presque plus. Ce résultat n'a rien d'anomal au premier abord, à cause de la résistance du fer beaucoup plus grande que celle du cuivre. Mais ce qui est contraire

aux prévisions, c'est que le fil d'épreuve B'D s'échauffe moins que dans le cas des deux conducteurs de cuivre, quand, au contraire, d'après les lois des courants dérivés, il devrait s'échauffer davantage, en recevant d'autant plus que l'autre fil est plus résistant. La présence du fil de fer A'B' diminue donc dans des proportions considérables la chaleur dégagée dans les deux fils d'épreuve, ce qui paraît contraire aux lois des courants dérivés.

On produit des effets analogues en enroulant deux fils de cuivre, de mêmes dimensions que les premiers, couverts de gutta-percha, sur deux tubes de verre de 15 millimètres de diamètre. Disposées comme dans les expériences précédentes à la place des fils AB et A'B', ces deux hélices résistent de la même manière au courant de la batterie, et les fils d'épreuve fondent également. Si l'on met un faisceau de fils de fer dans l'une des hélices, le fil d'épreuve correspondant ne s'échauffe plus, et l'autre s'échauffe moins que quand les hélices sont vides. L'hélice armée d'un faisceau de fer agit donc comme fil de fer, mais avec moins d'énergie. Si, dans l'une des hélices, on met un barreau de métal non magnétique, le courant instantané la traverse plus facilement que l'autre qui est vide; le plomb est dans ce cas.

Il est essentiel d'avoir des conducteurs de mêmes dimensions et de mêmes formes; car l'expérience montre qu'une augmentation de la surface, sans changement de section ni de longueur, introduit de très-grandes différences dans la transmission du courant instantané. C'est ainsi qu'une lame mince de cuivre, qui conduit le courant de la pile de la même manière qu'un fil de cuivre de même longueur et de même section, conduit beaucoup mieux le courant de la batterie. On peut même diminuer la section de la lame de cuivre, en réduisant sa largeur, sans qu'elle cesse de transmettre le courant instantané mieux que le fil de cuivre de plus grande section, et qui, par cela même, est plus conducteur pour le courant voltaïque. Ce fait est aisé à démontrer par une disposition semblable à celles qui viennent d'être indiquées.

Tels sont, en résumé, les faits nouveaux qui paraissent contredire les lois admises. On les observe nettement lorsqu'on fait les expériences dans les conditions que j'ai indiquées, avec les fils de la longueur que j'ai donnée. Je dois ajouter quelques détails pour les personnes qui voudraient les répéter.

La batterie doit présenter près de 1 mètre carré de surface; on la charge avec la machine de Holtz, mieux avec la bobine Ruhmkorff, qui donne 35 centimètres d'étincelle. La charge se mesure à l'aide d'un électroscope à cadran, ou simplement en comptant le nombre des étincelles, en évitant d'arriver à la charge maxima. Les conducteurs sont isolés sur des pieds de verre; cependant les supports de bois ne changent pas notablement les résultats. Les fils d'épreuve sont de platine, plus économiquement de fer de $\frac{1}{10}$ de millimètre de diamètre, et de 8 à 10 centimètres de longueur. Un diamètre plus faible masquerait certains effets. Quand on fait passer le courant voltaïque, les fils d'épreuve de 10 centimètres de long doivent avoir $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre, sans quoi leur résistance très-grande effacerait celle des conducteurs que l'on compare.

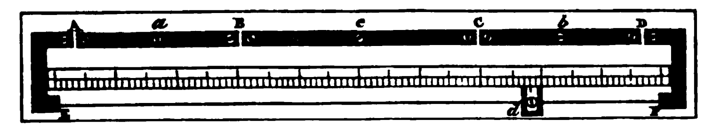
Les faits d'expérience que je viens de décrire sommairement ont été mis sous les yeux d'un grand nombre de professeurs de Physique de Paris, qui ont constaté qu'ils se produisent avec une grande netteté, quelque étranges qu'ils puissent paraître.

O.-C. FOSTER, professeur de Physique au collége de l'Université de Londres. — On a modified form of Wheatstone's bridge and methods of measuring small resistances (Sur une forme nouvelle du pont de Wheatstone et sur une méthode pour mesurer les petites résistances); *Society of Telegraph Engineers;* mai 1872.

L'appareil décrit par M. Foster est le pont de Wheatstone, à fil divisé, tel qu'il est construit par MM. Elliot frères.

Un fil de maillechort (argent allemand) EF (*fig.* 1), de $1^{mm},5$ à 2 millimètres de diamètre et de 1 mètre de long, est tendu parallè-


Fig. 1.



lement à une échelle métrique. Les extrémités de ce fil sont soudées à une large bande de cuivre, qui fait le tour de la planchette de l'appareil. Cette bande est interrompue aux quatre points A, B, C, D, et

des vis de contact, placées de chaque côté des ouvertures, permettent d'y relier les conducteurs. Les fils de la pile aboutissent en a et b, et ceux du galvanomètre sont fixés d'une part en c, et d'autre part à un curseur mobile d, muni d'un indicateur dont les déplacements le long de l'échelle métrique mesurent la distance du point de contact au zéro de la graduation. Le zéro et la division 1000 de l'échelle sont à très-peu près en regard des extrémités du fil. Les conducteurs, dont on compare les résistances, sont placés en B et C; les ouvertures extrêmes A et D sont fermées par des plaques de cuivre de résistance inappréciable ou par des conducteurs de résistance connue, formant un prolongement non gradué des deux sections du fil : l'effet de ces conducteurs est donc d'augmenter la sensibilité de l'appareil, pour la mesure des grandes résistances, avec une échelle de graduation limitée.

Lorsque le curseur d occupe une position telle que le galvanomètre est au zéro, on a la relation

$$\frac{\text{résistance de } a \text{ en } c}{\text{résistance de } c \text{ en } b} = \frac{\text{résistance de } a \text{ en } d}{\text{résistance de } d \text{ en } b}.$$

Si les résistances aux points de jonction sont négligeables de même que celles des bandes de cuivre, et si les extrémités de la graduation coïncident bien avec celles du fil, les résistances en A et D étant aussi négligeables, on a entre les résistances en B et en C, m étant la lecture de l'échelle,

$$\frac{B}{C} = \frac{m}{1000 - m}.$$

En intervertissant les résistances B et C, et faisant une nouvelle lecture m',

$$\frac{B}{C} = \frac{1000 - m'}{m'}.$$

Si le fil est bien homogène, son milieu *électrique* coïncidera avec son milieu géométrique, et alors

$$m + m' = 1000;$$

mais, comme cela n'arrive que rarement, on aura une plus grande approximation par la formule

$$\frac{B}{C} = \frac{1000 + (m - m')}{1000 - (m - m')}.$$

En plaçant aux ouvertures extrêmes des résistances égales $A = D = \frac{r}{2}$, évaluées en longueur du fil EF, la formule devient

$$\frac{B}{C} = \frac{1000 + r + (m - m')}{1000 + r - (m - m')}.$$

Tel est le principe des dispositions imaginées pour la construction des étalons de résistance (pont par bissection d'un fil, pont de l'Association britannique) et du galvanomètre universel de Siemens.

1° *Mesure des petites résistances.* — M. Foster applique cet appareil à la *mesure des petites résistances* en fonction d'une longueur déterminée du fil EF. Le fil à mesurer est placé en A; D est fermé par une lame de cuivre de résistance négligeable, et en B et C sont placés deux conducteurs de résistance inconnue, mais tels, que $\frac{B}{C} > \frac{A}{L}$, L étant la résistance de EF. Soit m la lecture de l'échelle quand le galvanomètre est au zéro. On place ensuite le fil à mesurer en D, et l'on ferme A par une lame de cuivre; et soit m' la nouvelle lecture, quand l'équilibre est rétabli. k étant la résistance d'un millimètre de fil EF, on a

$$A = (m' - m)k.$$

La méthode suivante permet de déterminer k. On prend un fil de résistance inférieur à EF, et l'on mesure sa résistance en millièmes de EF, soit

$$pk = R;$$

puis on place en déviation sur ce fil une bobine de résistance connue S (un étalon), et l'on répète la mesure; alors

$$qk = \frac{RS}{R + S},$$

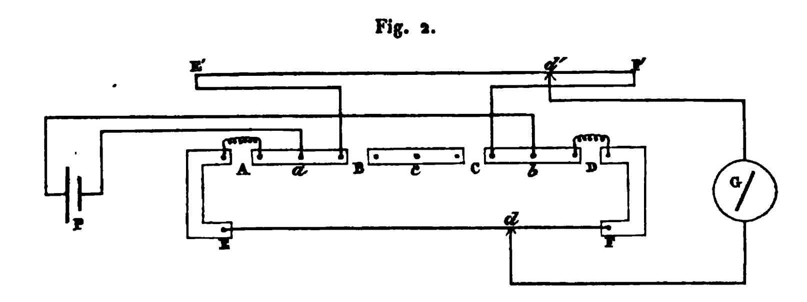
d'où

$$k = S\frac{p - q}{pq}.$$

2° *Graduation du fil.* — Mais le fil EF est rarement cylindrique; les fils passés à la filière sont toujours coniques, et d'ailleurs le frottement seul du curseur suffit à altérer sa forme. Il faut pouvoir le *graduer en divisions d'égales résistances.* M. Foster propose la méthode suivante.

On ajoute à l'appareil précédent une seconde planchette comprenant un nouveau fil E'F' (*fig.* 2), dit *fil compensateur,* tendu aussi

Fig. 2.



en regard d'une échelle divisée, et muni également d'un curseur d'; les extrémités E' et F' de ce fil aboutissent aux bornes des lames AB et CD de l'appareil précédent, voisines des ouvertures B et C. L'ouverture A est fermée par une plaque de cuivre de résistance négligeable, et D par un petit fil de maillechort de résistance équivalente à celle d'une petite longueur du fil EF que l'on veut calibrer. Les fils de pile aboutissent en a et b, et ceux du galvanomètre aux curseurs d et d'. Chaque partie du fil EF est comparée successivement au petit fil placé en D de la façon suivante : on place le curseur d très-près de l'extrémité F, et l'on fait mouvoir d' sur le fil compensateur, de manière à amener le galvanomètre au zéro; puis on transpose A et D, et, laissant d' fixe, on fait mouvoir le curseur d de manière à rétablir l'équilibre : la longueur dont s'est déplacé le curseur d est égale à la différence des résistances en A et D. On replace A et D dans leur position première, et, laissant d fixe, on déplace d' jusqu'à amener l'équilibre; puis on transpose, et, laissant d' fixe, on déplace d. Ce dernier déplacement correspond encore à une résistance égale à la différence entre la résistance du petit fil de maillechort et de la lame de cuivre. On continue ainsi tout le long de EF. La même opération divise aussi E'F' en parties d'égales résistances; mais les résistances des divisions de E'F' sont à celles de EF dans le même rapport que la résistance de la branche aBE'F'Cb est à celle de la branche aAEFDb.

Dans les expériences de M. Foster, EF avait une résistance de $\frac{1}{7}$ d'unité britannique; le petit fil servant de jauge avait une résistance équivalente à 70 millièmes de EF. Il a trouvé que la résis-

tance du contact de cuivre fermant une des ouvertures extrêmes était représentée par 0,6 de millième de EF, c'est-à-dire 0,00008 d'unité britannique.

3° *Détermination des résistances spécifiques.* — Pour éviter les erreurs provenant de la résistance des pièces de communication dans la détermination des résistances spécifiques, il suffira de substituer à EF le fil que l'on veut essayer, et l'on mesurera, comme dans le premier cas examiné, la résistance de l'unité de longueur de ce fil.

Enfin il convient de remarquer que la précision de la méthode repose sur la possibilité de transposer les résistances en A et D, sans changer les résistances des points de jonction. Les conducteurs sont terminés, à cet effet, par d'épaisses tiges en cuivre amalgamé, reposant, par leurs extrémités, sur une plaque de cuivre amalgamé formant le fond d'une coupe à mercure.

J. Raynaud.

W.-B. CARPENTER. — Report on scientific researches carried on during the months of August, September and October 1871, in H. M. Surveying-Ship *Shearwater*.
Appendix. — On the Gulf-stream, in relation to the general oceanic circulation (Sur le Gulf-stream dans ses rapports avec la circulation générale dans l'Océan); *Proceedings of the Royal Society*, t. XX, n° 188; 13 juin 1872.

M. Carpenter a proposé, dans ces dernières années, une théorie des courants océaniques qui, acceptée par nombre de physiciens anglais, a été vivement contestée par d'autres. Dans le Mémoire que nous analysons, il reprend cette théorie, lui donne de nouveaux développements, et répond aux objections de ses adversaires. Dans l'Appendice, il applique ses idées à une explication rationnelle de la marche du gulf-stream, et de l'influence que ce courant exerce sur le climat de l'Europe. C'est surtout cette partie du Mémoire qui nous paraît digne de l'attention des personnes qui s'intéressent à la Physique du globe.

M. Carpenter admet, avec Pouillet et Maury, l'existence d'une immense circulation océanique provenant *uniquement* des différences de température; mais il se sépare de ce dernier en ce qu'il ne fait pas de cette circulation la cause principale des courants *sensibles* qui doivent plutôt, suivant lui, leur origine à l'action des vents. D'après notre auteur, les eaux équatoriales échauffées par le soleil se dilatent et tendent à s'élever au-dessus du niveau moyen. Par suite, il s'établit un mouvement très-lent des eaux supérieures,

de l'équateur vers les pôles. D'autre part, les eaux polaires, plus condensées, exercent inférieurement un excès de pression, d'où résulte un mouvement contraire des eaux de fond, du pôle vers l'équateur. Ces deux mouvements opposés, insensibles dans leur ensemble, ne suffiraient pas à produire les grands courants de l'Océan; mais ils constituent une force constante qui les maintient sur une immense étendue, malgré les frottements et les résistances, lorsqu'une fois ils sont nés sous l'action des vents réguliers. Ce n'est pas tout : les eaux inférieures qui viennent du pôle prennent graduellement la température normale du sol sur lequel elles glissent; elles remontent lentement vers la surface, tandis que les eaux chaudes venues de l'équateur descendent dès qu'elles sont refroidies par le contact de l'air des zones tempérées; de sorte que le mouvement primitif se complique ainsi de ce que M. Carpenter appelle la *circulation verticale*.

A l'appui de sa théorie, l'auteur indique surtout : la division bien marquée en eaux, chaudes en haut et froides en bas, de toutes les parties de l'océan Atlantique où des séries de sondages ont été exécutées; la rapidité avec laquelle le thermomètre descend entre 600 et 700 brasses de profondeur; la loi toute différente des températures dans les mers intérieures; la température glaciale des eaux très-profondes dans l'Atlantique, dans l'océan Indien, dans les mers de Chine, dans le courant inférieur qui, descendant de Terre-Neuve à l'opposé du gulf-stream, pénètre, par le détroit de Floride, jusque dans le golfe du Mexique; la température plus basse encore des eaux de fond dans le bras de mer qui sépare les Shetland des îles Féroë, tandis que les eaux supérieures y sont beaucoup plus chaudes que ne le comporte la latitude.

M. Carpenter pense que sa théorie est très-propre à faire disparaître les obscurités de la question du gulf-stream, question vivement controversée, pendant ces dernières années, entre les physiciens anglais et allemands.

Les uns, comme MM. Petermann et Thompson, exagérant les idées de Maury, voient dans le gulf-stream le courant dominateur de l'Océan. C'est, suivant eux, un puissant et profond fleuve d'eau chaude qui sort du golfe du Mexique, remonte jusqu'à Terre-Neuve et s'élance de là vers les côtes de France, de la Grande-Bretagne et de Norvége. Chemin faisant, il s'accroît, comme les fleuves du con-

tinent, d'une foule de courants tributaires, et il pénètre, sur une largeur immense, dans l'océan Glacial. Il remonte au nord jusqu'à l'Islande et au Spitzberg, tandis qu'il suit à l'ouest les côtes de la Sibérie, entre dans la Polynie et étend son influence jusqu'au détroit de Béring. C'est le gulf-stream qui nous porte la chaleur et les tempêtes; c'est lui qui règle notre climat.

Au contraire, MM. Findlay, Blunt, Hayes, etc., n'attribuent au gulf-stream qu'une assez faible influence. Ce courant n'est guère à leurs yeux que le courant de Floride. Après avoir atteint le banc de Terre-Neuve et lancé vers les Açores une branche de retour, il se perd rapidement dans l'Océan. Le climat tempéré de l'ouest de l'Europe n'est dû qu'à la prédominance des vents de sud-ouest et à un mouvement général vers le nord-est que ces vents impriment à la surface de l'océan Atlantique.

Le principal argument que ces physiciens apportent à l'appui de leur opinion, c'est la perte de force vive que la résistance de l'Océan fait à chaque instant éprouver au gulf-stream. Ce courant naît, comme on sait, du *courant équatorial* qui, poussé vers l'ouest par les vents alizés et refoulé vers le nord par les côtes du Mexique, se précipite rapidement à travers la passe de Floride. Après sa sortie de cette passe, sa vitesse décroît sensiblement et doit bientôt s'épuiser, si elle ne provient que de l'action initiale des alizés.

C'est entre ces deux opinions que se place M. Carpenter. Il admet, comme M. Petermann, que l'excès des températures européennes, à latitude égale, ne peut s'expliquer que par l'existence d'un courant puissant et profond qui porte incessamment de grandes masses d'eau de la zone torride jusqu'au sein même des mers polaires; mais il croit, avec les adversaires de ce géographe, qu'un mouvement aussi prolongé ne peut être dû uniquement à la poussée des vents alizés et à la vitesse initiale du courant de Floride.

Le gulf-stream de M. Carpenter diffère donc, en quelques points essentiels, du gulf-stream continu de MM. Thompson et Petermann. Suivant notre auteur, le courant de Floride va en s'élargissant et en diminuant de vitesse jusqu'à la rencontre du contre-courant boréal qui, concurremment avec la forme du littoral américain et l'action de la rotation terrestre, le force à s'infléchir graduellement vers l'est. Cette masse d'eau chaude élève la température de la portion de l'Atlantique comprise entre le 40e et le 50e degré de latitude. Ce sont

ensuite ces eaux tièdes qui, sous l'action combinée des contre-alizés et de la circulation océanique, forment vers l'ouest le *courant de Rennel*, tandis qu'au nord elles pénètrent, en masses profondes, dans les mers polaires. Si, au point de vue des phénomènes immédiats, ces différences entre les deux théories ont peu d'importance, il en est autrement au point de vue des questions géologiques et des mouvements généraux de la mer. Supposons, par exemple, qu'une large brèche vienne à s'ouvrir entre les deux Amériques et donne issue au courant équatorial : le gulf-stream disparaîtrait absolument si, comme le veut M. Thompson, le souffle des alizés en était la seule cause; tandis que, dans la théorie opposée, les courants subsisteraient tous, au moins entre les mers polaires et l'Atlantique.

C'est ainsi que M. Carpenter relie ces grands phénomènes à sa théorie, et, comme elle peut seule à ses yeux en donner l'explication, il s'attache surtout, dans le reste du Mémoire, à bien établir la réalité de cet échange continuel d'eaux chaudes et froides entre l'équateur et le pôle.

Pour y parvenir, il suit pas à pas le cours du gulf-stream, il en étudie la largeur, la rapidité, la direction ; il trace, dans les sections perpendiculaires à l'axe du courant, les lignes d'égale température; il remarque que ces lignes sont, non pas horizontales, mais sensiblement parallèles à la section du lit du courant, et il en conclut l'existence d'un contre-courant inférieur d'eau froide; mais c'est surtout à une discussion minutieuse des isothermes de l'Atlantique qu'il emprunte ses preuves, et nous regrettons de ne pouvoir donner qu'une idée sommaire de cette partie du travail, la plus pleine peut-être de faits nouveaux.

L'inflexion que toutes les lignes isothermes du nord et du sud éprouvent vers l'équateur, tout le long de la côte occidentale de l'Afrique, démontre la permanence sur cette côte de courants de surface qui portent dans la zone torride les eaux froides ou tièdes des deux hémisphères. Ce sont ces eaux qui alimentent sans cesse le courant équatorial, origine première du gulf-stream. Tant que ce dernier suit son cours, sans se mêler aux eaux de l'Océan, il reste sans grande influence sur la forme des isothermes; mais, à partir du 43ᵉ degré de latitude, le gulf-stream s'étend sur l'Océan et modifie considérablement la température de toute la région. Il ne reste alors du gulf-stream proprement dit que la branche qui revient au sud

des Açores, et de là vers la côte d'Afrique, pour compléter la *petite circulation* de l'Atlantique nord, et une autre branche qui court directement vers l'est jusqu'au fond du golfe de Gascogne, sous le nom de *courant de Rennel.* Sous l'influence de ce courant, les isothermes d'hiver et d'été conservent, à partir du 30e degré de longitude et jusqu'au 50e degré de latitude, un remarquable parallélisme, tandis que, plus au nord, toutes ces lignes, et particulièrement les isochimènes, s'élèvent rapidement, en s'écartant les unes des autres, à mesure que l'on avance vers l'est.

Quant à la marche générale de l'Atlantique vers le nord-est, elle ne dépend plus de la vitesse initiale du gulf-stream, et n'est produite que par l'action des contre-alizés; mais, tandis que MM. Hayes et Findlay attribuent à la prédominance de ces vents la douce température de l'ouest de l'Europe, M. Carpenter en trouve la cause dans la chaleur que le gulf-stream a versée dans l'Océan. En outre le mouvement des eaux ne se borne pas pour lui à un simple courant de surface; mais les causes physiques qu'il a indiquées dans sa théorie établissent, entre l'Atlantique lui-même et l'océan Glacial, des courants profonds qui peuvent seuls expliquer la douceur du climat des côtes scandinaves. A l'appui de cette opinion, l'auteur invoque la disposition singulière des isothermes des îles Britanniques et de Norvége, qui, suivant presque au mois d'août les parallèles de latitude, s'inclinent au nord-est à mesure que la saison avance, et arrivent en janvier à courir pour ainsi dire du sud au nord, comme si le climat dépendait alors uniquement du voisinage de la mer et non plus de la latitude.

Le Mémoire de M. Carpenter contient encore bien des détails intéressants sur les sondages effectués dans la Méditerranée, sur les courants de fond du détroit de Gibraltar, des Dardanelles et de la Baltique; sur la disposition des isothermes dans la baie de Baffin et sur quelques autres points de géographie physique; mais nous ne pouvons nous y arrêter ici. Qu'il nous soit permis seulement de regretter que la Science française reste complétement étrangère à ces grandes questions. Il en sera ainsi, nous le craignons, tant que la Géographie sera pour nous une simple annexe de l'Histoire, au lieu d'être enseignée au point de vue scientifique.

G. Lespiault,
Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

E. DU BOIS-REYMOND. — Die aperiodische Bewegung gedämpfter Magnete [1] (Le mouvement apériodique des aimants amortis); *Monatsberichte der Kön. preuss. Akad. der Wissenschaften*, 1869; *Bibliothèque universelle de Genève*, t. XLIV, p. 312, 1872.

Le mouvement d'une aiguille aimantée qui oscille dans le voisinage d'une masse conductrice est ralenti par la réaction des courants induits qui prennent naissance. La durée de chacune des oscillations est augmentée, il est vrai, mais le nombre en est diminué, et, en définitive, l'aiguille s'arrête plus promptement à sa position d'équilibre qu'en l'absence de toute action inductrice. Gauss [2] a reconnu par expérience que l'amplitude des mouvements oscillatoires diminue suivant les termes d'une progression géométrique décroissante; la raison de la progression est d'autant moindre que la masse conductrice, l'*amortisseur,* est plus voisine et possède un pouvoir conducteur plus considérable. Lorsque cette raison est extrêmement petite, le nombre des oscillations est très-minime. C'est un fait que tous les physiciens ont pu observer : en présence d'une plaque épaisse, les aiguilles du galvanomètre n'exécutent que quelques mouvements de part et d'autre de la position d'équilibre; bientôt elles s'arrêtent.

Gauss, en appliquant le calcul, a vu au delà des faits observés : il a reconnu que les oscillations peuvent être complétement anéanties; l'amortissement peut devenir assez puissant pour que, du premier coup, l'aiguille arrive à sa position d'équilibre et s'y arrête sans la dépasser. Malheureusement la formule qui lui a indiqué cette possibilité théorique lui a prouvé aussi que l'équilibre ne doit être obtenu qu'après un temps infini. Cependant M. du Bois-Reymond examina plus attentivement la formule de Gauss, et il a trouvé que, dans certains cas, l'aiguille doit arriver, après quelques secondes, assez près du point d'équilibre pour que, en pratique, on pût la croire exactement en repos en ce point. Il a établi, et par

---

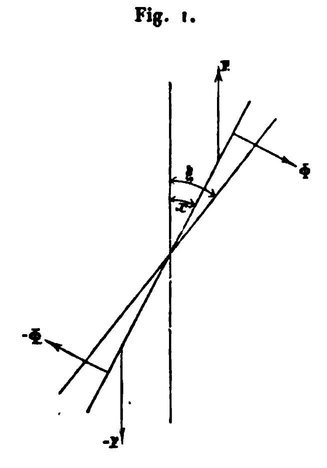
[1] Ce Mémoire, publié en 1869, vient d'être reproduit par la *Bibliothèque de Genève*, qui, sous le nom d'*extrait*, en a donné une traduction presque complète. Cette traduction a appelé notre attention. Dans notre analyse, nous n'avons pas cru devoir nous astreindre à l'ordre suivi par l'auteur dans son exposition un peu confuse.

[2] GAUSS et WEBER, *Resultate aus den Beobachtungen der Magn. Vereins im Jahre* 1837, p. 58 et suivantes.

le calcul et par l'expérience, les conditions les plus favorables à remplir. Nous allons exposer les principaux résultats de son Mémoire, en donnant d'abord la formule de Gauss.

Soit l'aiguille aimantée écartée du zéro d'un angle ξ et abandonnée à elle-même (*fig.* 1), elle revient à sa position d'équilibre.

Fig. 1.



Après un temps t, elle n'en est plus éloignée que d'un angle x. Cette aiguille est celle d'un galvanomètre; mais nous supposerons d'abord qu'aucun courant ne passe dans le fil de l'instrument. Les forces qui la sollicitent alors sont les composantes horizontales $(F, -F)$ dues à l'action du magnétisme terrestre, et les composantes horizontales Φ et $-\Phi$ des réactions des courants induits, composantes proportionnelles à la vitesse.

Si $2l$ et 2λ sont les bras de levier des deux couples, on a l'équation [1] du mouvement

$$\frac{d^2x}{dt^2}\Sigma mr^2 + 2\Phi\lambda + 2Fl\sin x = 0;$$

mais Φ est proportionnel à la vitesse de l'aiguille : on peut donc

(1) Cette équation est celle que l'on établit lorsqu'on calcule la durée de l'oscillation du pendule dans un milieu résistant. Poisson, dans son *Cours de Mécanique*, t. I, p. 351, publié en 1833, avait déjà parlé du mouvement apériodique.

écrire $\Phi = \varphi \frac{dx}{dt}$; et, en posant, pour abréger, $\frac{2\varphi\lambda}{\Sigma mr^2} = 2\varepsilon$, $\frac{2Fl}{\Sigma mr^2} = n^2$; en remplaçant enfin $\sin x$ par x, ce qui est vrai pour de petits déplacements, et ce sont les seuls que l'auteur ait considérés, l'équation s'écrit

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{dx}{dt} + n^2 x = 0.$$

La même équation convient au cas où un courant circule dans le fil du galvanomètre et contribue à diriger l'aiguille, en se bornant, bien entendu, aux petites déviations. x et ξ ne représenteront pas alors les distances de l'aiguille au zéro de la graduation, mais les distances de cette aiguille à la position définitive d'équilibre; n^2, qui dépend de la force directrice du globe et de celle du courant, reste cependant le même (¹).

L'intégrale complète de cette équation peut s'écrire sous les deux formes suivantes :

$$x = e^{-\varepsilon t}\left(A \cos\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,t + B \sin\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,t\right),$$
$$x = e^{-\varepsilon t}\left(A_1 e^{\sqrt{\varepsilon^2 - n^2}\,t} + B_1 e^{-\sqrt{\varepsilon^2 - n^2}\,t}\right).$$

La première convient au cas où l'on a $n^2 - \varepsilon^2 > 0$; elle représente un mouvement oscillatoire périodique; la durée de l'oscillation est

$$t = \frac{\pi}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}}.$$

Nous ne nous arrêterons pas à ce cas : ce n'est pas celui dont nous avons à nous occuper. On trouvera d'amples détails très-intéressants dans le Mémoire de Gauss déjà cité.

La seconde forme de la valeur de x, qui s'applique au cas où $\varepsilon^2 - n^2$ est plus grand que zéro, permet de voir immédiatement que

(¹) Soit une boussole des tangentes et soit I chacune des forces du couple produit par l'action du courant; $I = F\xi$, en appelant ξ la déviation définitive. Or I est constant en grandeur et en direction aux diverses positions de l'aiguille, et l'on voit que $I\cos(\xi - x) - F\sin(\xi - x)$ est la composante normale à l'aiguille écartée d'une distance x de la position d'équilibre finale. Cette expression se réduit à $F\xi - F(\xi - x) = Fx$ quand les angles sont très-petits. Il en sera de même pour tout galvanomètre, mais toutefois avec une moindre approximation.

le mouvement n'est pas périodique, que x décroît quand le temps augmente, que x devient nul quand t devient infini. C'est ce mouvement que l'auteur appelle *apériodique*. La valeur des constantes se détermine d'après les conditions initiales : au temps $t = 0$, on a

$$x = \xi, \quad \frac{dx}{dt} = 0.$$

En introduisant ces conditions dans l'équation et sa dérivée par rapport à t, on obtient

$$A_1 = \frac{\xi}{2r}(\varepsilon + r), \quad B_1 = -\frac{\xi}{2r}(\varepsilon - r),$$

et l'équation devient

$$x = \frac{\xi}{2r} e^{-\varepsilon t}[(\varepsilon + r)e^{rt} - (\varepsilon - r)e^{-rt}].$$

A l'inspection de cette équation, on peut déjà se rendre compte, sans calcul ultérieur, que x décroît rapidement si ε est très-grand et si r est très-petit ; mais le calcul qui établit ces résultats ne présente aucune difficulté. Il suffit de montrer que l'on a toujours $\frac{dx}{d\varepsilon} < 0$ et $\frac{dx}{dr} > 0$.

Posons, à cet effet,

$$\frac{e^{rt} - e^{-rt}}{r} = 2\left(t + \frac{r^2 t^3}{1.2.3} + \ldots\right) = 2\varphi(r).$$

On a

$$x = \frac{\xi}{2} e^{-\varepsilon t}[2\varepsilon\varphi(r) + e^{rt} + e^{-rt}],$$

$$\frac{dx}{dr} = \frac{\xi}{2} e^{-\varepsilon t}[2\varepsilon\varphi'(r) + t(e^{rt} - e^{-rt})],$$

$$\frac{dx}{d\varepsilon} = \frac{\xi}{2} e^{-\varepsilon t}[2\varphi(r)(1 - \varepsilon t) - t(e^{rt} + e^{-rt})].$$

La valeur de $\frac{dx}{dr}$ est composée de termes tous positifs ; donc elle est positive. Ainsi x grandit avec r ; on devra donc, pour obtenir un équilibre prompt, rendre r aussi petit que possible. Quant à $\frac{dx}{d\varepsilon}$,

on voit, en développant en série $(e^{rt}+e^{-rt})$, que sa valeur se réduit à une suite de termes négatifs; donc x diminue quand ε grandit. Ainsi il importe de rendre ε le plus grand possible pour que l'aiguille arrive très-près du zéro dans un temps très-court.

Ces relations en entraînent d'autres. En effet, la relation $r=\sqrt{\varepsilon^2-n^2}$ nous prouve que la valeur de r ne sera petite qu'à la condition que n^2 ait une valeur très-voisine de celle de ε^2. Il faut donc, pour obtenir le mouvement apériodique, faire grandir ε^2 et n^2. Si d'ailleurs on se rapporte aux valeurs que représentent ces quantités, on déduit de là que l'équilibre s'établira promptement si le moment d'inertie Σmr^2 de l'aimant est faible, si le moment magnétique est grand et le moment des réactions des courants induits un peu supérieur au précédent.

En résumé, pour que le mouvement soit apériodique, on doit avoir

$$\varepsilon^2-n^2>0.$$

L'équilibre s'établit d'autant plus promptement que l'on fait

$$r=\sqrt{\varepsilon^2-n^2} \text{ plus petit,}$$
$$\varepsilon \text{ plus grand;}$$

ce qui revient à disposer les appareils de telle sorte que

Σmr^2 soit très-petit;
$2Fl$, moment magnétique de l'aiguille, soit grand;
$2\varphi\lambda$, couple des forces amortissantes (¹), soit grand.

L'auteur a d'abord donné un exemple qui montre combien l'aiguille revient vite sensiblement au zéro. Il pose $r=0$: c'est le cas limite. On a pour valeur de x

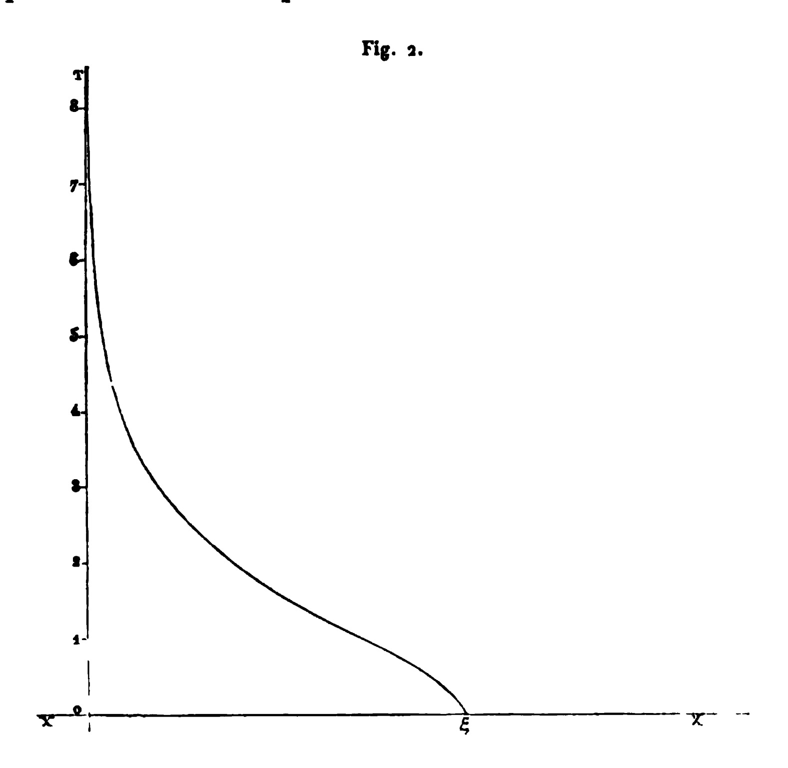
$$x=e^{-\varepsilon t}(1+\varepsilon t).$$

Prenons $\xi=0,05$, $\varepsilon=1$; la courbe de la *fig.* 2 représente les arcs en vraie grandeur, et les temps à l'échelle de $\frac{1}{100}$. Au bout de 6 secondes, déjà la distance de l'aiguille est réduite à peu près à 0,001. Après 8 secondes, cette distance se trouve moindre que 0,0001.

(¹) Pour une vitesse égale à 1.

L'auteur ne s'est pas contenté de ces recherches théoriques, il a construit un galvanomètre où les phénomènes apparaissaient tels que la théorie le faisait prévoir.

Fig. 2.



Le miroir d'acier aimanté, et fortement aimanté, qui formait l'aiguille d'un galvanomètre, et qui exécutait des oscillations, fut enveloppé d'une masse épaisse de cuivre presque de toutes parts. Les oscillations ne furent pas complétement amorties, parce que, malgré la puissance de l'amortisseur, ε^2 était encore plus petit que n^2; mais, au moyen d'un aimant auxiliaire qui tendait à diminuer la force directrice du globe (méthode d'Haüy pour rendre une aiguille astatique) [1], on diminuait n^2 sans modifier ε^2. Pour une certaine position de l'aimant, $\varepsilon^2 = n^2$, et le mouvement devint apériodique. On mesura le temps que le miroir mettait à reprendre

[1] L'auteur remarque que l'aimant par son intervention change le magnétisme du miroir et introduit ce changement dans ses calculs.

sa position d'équilibre quand il en fut écarté. Ce temps augmentait lorsque, par un rapprochement plus grand de l'aimant, n^2 diminuait et que, par suite, r augmentait. Ce temps augmentait aussi lorsque le moment d'inertie du miroir était augmenté. Enfin, quoique les calculs précédents ne s'appliquent qu'au cas où les déviations sont très-petites, cependant l'auteur a voulu tenter l'expérience pour des déviations quelconques, et il est parvenu à obtenir le mouvement apériodique, même pour des déviations de 90 degrés. Il resterait à résoudre le problème par l'analyse dans ce dernier cas; mais la question est beaucoup plus difficile.

L'auteur consacre une grande partie de son Mémoire à l'étude du mouvement apériodique dans le cas où l'aimant est mis en mouvement avec une vitesse initiale. Il revient sur cette question dans un second travail (¹). Nous croyons devoir renvoyer le lecteur qui voudra l'étudier aux Mémoires originaux.

On doit se demander maintenant s'il sera avantageux de construire des galvanomètres à mouvement apériodique. Je crois que, dans un cours, il y a grand intérêt à supprimer les oscillations de l'aiguille, qui ralentissent la marche de la leçon; mais, pour les observations précises, en général, je ne le pense pas. L'observateur qui ne voit pas osciller l'aiguille du galvanomètre ne pourra s'empêcher de craindre un arrêt étranger. Il en est du galvanomètre comme de tous les appareils semblables, il est mieux de suivre les oscillations. Quand on fait une pesée par exemple, on doit toujours observer l'aiguille pendant qu'elle va et vient de quelques degrés de part et d'autre du zéro.

J'ajouterai, en terminant, que l'on peut facilement obtenir un mouvement apériodique en fixant, comme je l'ai fait sous une aiguille aimantée fortement, une plaque de mica qui plonge dans un liquide. L'aiguille était soutenue par un fil de cocon, et le liquide versé peu à peu dans le vase. Le mouvement apériodique ne tarda pas à se produire. On réussirait sans doute avec tout appareil oscillant, et un pendule convenablement disposé réaliserait le mouvement apériodique signalé d'abord par Poisson.

CH. D'ALMEIDA.

(¹) *Monatsberichte der K. pr. Akad. der Wissenschaften*, p. 537; 1871.

L. LORENZ. — Bestimmung der Wärmegrade in absolutem Maasse (Valeur du degré en unités absolues); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVII, p. 429; 1872.

L'intéressant Mémoire publié par M. Lorenz sous ce titre, et qui est analysé ci-dessous, traite surtout des rapports entre la propagation de l'électricité et celle de la chaleur, et tend à établir qu'il y a, entre la propagation et la transformation de l'énergie d'une part, et la manifestation extérieure de celle-ci (température, potentiel) d'autre part, des relations constantes et indépendantes de la nature de cette énergie [1].

Les lecteurs de ce Journal sont familiarisés avec l'emploi des unités dites *absolues* de Gauss, dont les articles de MM. Terquem et Cornu offrent de nombreux exemples; il est donc inutile de revenir sur leurs définitions.

On sait que la quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré (à volume constant) une masse donnée de gaz simple à l'état parfait est proportionnelle au nombre d'atomes que renferme cette masse et indépendante de la nature du gaz; et, d'après les dernières expériences de M. Regnault, cette quantité de chaleur exprimée en calories serait de 2,436 pour 1 kilogramme d'hydrogène, 16 d'oxygène ou 14 d'azote.

D'autre part, un courant qui traverse divers électrolytes de composition binaire (RCl, RBr) décompose des quantités équivalentes de ces électrolytes et met en liberté à chaque électrode une quantité équivalente à celle de l'hydrogène dégagé dans un voltamètre. Un courant d'intensité 1 dégage environ $\frac{1}{960}$ milligrammes d'hydrogène, et isole par conséquent aux *deux* électrodes, pour chacun des électrolytes, autant d'atomes de R et de Cl qu'il existe d'atomes d'hydrogène dans $\frac{2}{960}$ milligrammes. La quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré à volume constant cette quantité d'hydrogène est, en calories,

$$\frac{2,436}{480 \times 10^6}.$$

On définira l'unité de degré en valeur absolue : l'élévation de tem-

[1] *Voir* à ce sujet, considéré d'une manière tout à fait abstraite, les travaux de M. Macqhorn Rankine.

pérature produite par l'unité de travail (lorsque celle-ci est complétement transformée en chaleur) appliquée au nombre d'atomes que le courant d'intensité 1 sépare lorsqu'il décompose un électrolyte binaire. Par suite, si A est l'équivalent en unités de travail d'une calorie, cette unité ε est donnée par l'équation

$$\varepsilon \frac{2,436}{480 \times 10^{8}} A = 1^{\circ} C.$$

Si l'on adopte pour la valeur de la calorie 433 kilogrammètres, correspondant à $433 \times 9806 \times 10^{8} = 427 \times 10^{13}$ unités absolues de travail, il vient

$$\varepsilon \frac{2,436 \times 427}{480} 10^{7} = 216 \times 10^{5} \varepsilon = 1^{\circ} C.$$

L'introduction de cette nouvelle unité paraît simplifier notablement les rapports entre les conductibilités électriques et thermiques. M. Lorenz admet que, pour un métal donné, le rapport de ces conductibilités croît proportionnellement à la température absolue, et que les écarts entre cette loi et la réalité des phénomènes proviennent uniquement des perturbations apportées par l'hétérogénéité des substances, leur diathermanéité partielle et la mobilité des molécules. D'un autre côté, à une même température, les deux conductibilités des différents métaux sont sensiblement proportionnelles ; par suite, si $\varkappa_1$ et k_1 désignent les conductibilités calorifiques et électriques, le rapport $\frac{\varkappa_1}{k_1}$ doit être indépendant de la substance et proportionnel à la température absolue ; d'où

$$\frac{\varkappa_1}{k_1} = \alpha T.$$

Le coefficient α, une fois connu, détermine, pour un métal quelconque et à une température quelconque, l'une des conductibilités en fonction de l'autre. Des expériences de M. Neumann ([1]) résulterait que la conductibilité électrique de l'argent étant représentée par 100, et la conductibilité calorifique absolue rapportée à la calorie, à la minute, au degré centigrade et au mètre, cette dernière doit être à zéro

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXVI, p. 183.

environ 0,09 de la première, ou bien, si on l'évalue en unités absolues, en rapportant au millimètre et à la seconde et à l'unité absolue de degré,

$$\frac{0{,}09 \times A}{10^3 \times 60 \frac{2{,}436}{480 \times 10^6} A} = 296 \text{ fois la première.}$$

La conductibilité électrique absolue de l'argent n'a pas été déterminée directement; mais on sait que la conductibilité du mercure est environ 1,72, et Weber d'une part, le Comité de l'Association Britannique de l'autre, ont estimé à $1{,}0257 \times 10^{10}$ et $0{,}964 \times 10^{10}$ la valeur en unités absolues de l'unité Siemens; ce qui donne, pour la résistance d'un cube d'un millimètre d'argent,

$$\frac{1{,}0257 \times 10^7 \times 1{,}72}{100} \quad \text{ou} \quad \frac{0{,}964 \times 10^7 \times 1{,}72}{100},$$

et, pour sa conductibilité,

$$\frac{100}{1{,}0257 \times 1{,}72 \times 10^7} \quad \text{ou} \quad \frac{100}{0{,}964 \times 1{,}72 \times 10^7},$$

c'est-à-dire

$$\frac{100}{1{,}753 \times 10^7} \quad \text{ou} \quad \frac{100}{1{,}658 \times 10^7}.$$

Le rapport $\frac{\varkappa_1}{k_1}$, lorsque les deux conductibilités sont estimées en unités absolues, est donc à zéro

$$296 \times 1{,}753 \times 10^7 \quad \text{ou} \quad 296 \times 1{,}658 \times 10^7;$$

soit

$$519 \times 10^7 \quad \text{ou} \quad 491 \times 10^7,$$

suivant que l'on adopte l'une ou l'autre évaluation. D'autre part, T à zéro est en valeur absolue

$$273 \times 216 \times 10^4 = 589 \times 10^7,$$

et, par suite, α est

$$\frac{519}{589} \quad \text{ou} \quad \frac{491}{589}.$$

Ces deux nombres paraissent peu satisfaisants à M. Lorenz; leur différence, qui provient de celle des deux estimations de l'unité Siemens, lui semble très-considérable relativement à la précision dont sont susceptibles les méthodes d'observation, et lui paraît prouver qu'au point de vue théorique la méthode suivie n'est pas irréprochable [1]. Il préfère un nombre déduit des expériences de M. Quintus Icilius [2] sur l'échauffement de fils dont la résistance était comparée à celle d'un étalon mesuré par Weber; d'où résulterait pour l'unité Siemens la valeur $1,16 \times 10^{10}$, et pour α précisément la valeur 1; et M. Lorenz énonce, par suite, le principe suivant :

La conductibilité calorifique est le produit de la température absolue par la conductibilité électrique.

Ce principe ne paraît pas établi sur des bases expérimentales bien solides; aussi l'auteur cherche-t-il à le confirmer par un argument d'une tout autre espèce. C'est que, ce principe étant admis, les lois de la propagation de l'*énergie* dans les corps conducteurs deviennent identiques, que cette énergie soit propagée à l'état de chaleur ou à l'état d'électricité, pourvu qu'elle le soit par conduction et non par rayonnement, induction ou courants thermo-électriques.

Nous nous bornerons au cas d'un conducteur linéaire propageant la chaleur. Si T est la température, z la distance d'un point du conducteur à un plan fixe, ω la section, $\varkappa$ la conductibilité, il passe dans chaque section du conducteur une quantité de chaleur $\omega\varkappa \frac{dT}{dz}$ par unité de temps; par suite, dans la tranche d'épaisseur dz, il s'accumule dans l'unité de temps une quantité de chaleur $\omega\, dz \frac{d}{dz} \varkappa \frac{dT}{dz}$; l'unité de volume reçoit donc $\frac{d}{dz} \varkappa \frac{dT}{dz}$, et son énergie s'augmente de cette quantité; si Q représente cette énergie rapportée à l'unité de volume, on aura donc

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dz} \varkappa \frac{dT}{dz},$$

---

(1) Du reste, tous les nombres employés ci-dessus sont bien incertains. Suivant les auteurs, la conductibilité du mercure varie de 1,63 (Matthiesen) à 1,78 (Siemens), variation due probablement à l'état de l'argent auquel on le compare. Quant aux conductibilités calorifiques, les écarts sont aussi considérables. Angström donne 59 pour le cuivre, et Neumann 66,5.

(2) *Pogg. Ann.*, t. CI, p. 69.

et, comme par hypothèse $\varkappa = k\mathrm{T}$,

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dz} k\mathrm{T} \frac{d\mathrm{T}}{dz} = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} k \frac{d\mathrm{T}^2}{dz}.$$

Si, au lieu de propager de la chaleur, ce conducteur est le siége de mouvements électriques, l'énergie de chaque unité de volume variera pour deux motifs : 1° le courant d'intensité i développera une quantité $\frac{i^2}{k}$ de chaleur par unité de temps; 2° l'électricité s'accumulera dans ce volume. Si ε est la quantité d'électricité libre à un instant quelconque dans ce volume, et P le potentiel, l'énergie accumulée dans l'unité de temps sera $\mathrm{P}\frac{d\varepsilon}{dt}$; par suite,

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{i^2}{k} + \mathrm{P}\frac{d\varepsilon}{dt};$$

mais, d'après les lois de Ohm,

$$i = -k\frac{d\mathrm{P}}{dz} \quad \text{et} \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{di}{dz},$$

puisque la quantité d'électricité qui s'accumule est l'excès de celle qui entre sur celle qui sort; donc

$$\frac{dQ}{dt} = -k\left(\frac{d\mathrm{P}}{dz}\right)^2 - \mathrm{P}\,dk\frac{d\mathrm{P}}{dz}$$

ou encore

$$-\frac{1}{2}\frac{d}{dz}k\frac{d\mathrm{P}^2}{dz},$$

expressions identiques à celles ci-dessus.

Cette dernière équation, appliquée à l'électricité, donne la manière dont l'énergie se propage et non l'électricité, tandis que la première donnait à la fois la propagation de la chaleur et celle de l'énergie; ce qui tient à ce que, dans le premier cas, l'électricité en se propageant produit de la chaleur, et non pas seulement une variation de tension.

Si l'on étudiait un mouvement permanent de l'électricité, auquel cas ε est invariable et, par suite,

$$\frac{di}{dz} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d}{dz}k\frac{d\mathrm{P}}{dz} = 0,$$

il faudrait en même temps concevoir que le conducteur fût maintenu à une température constante, de telle sorte que chaque élément de volume cédât à chaque instant une quantité de chaleur égale à $\frac{i^2}{\mu}$ ou $k\left(\frac{dP}{dz}\right)^2$. On pourrait imaginer une propagation analogue de la chaleur; supposons qu'un conducteur dans lequel le mouvement de la chaleur est permanent soit constitué de telle sorte que la chaleur, en passant d'un point à un autre et, par suite, d'une température à une autre, se transforme autant que possible (c'est-à-dire dans les limites du théorème de Carnot) en travail extérieur; en franchissant la tranche dont les abscisses extrêmes sont z et $z + dz$, et les températures T et $T + \frac{dT}{dz}dz$, la quantité $-\frac{dT}{T}Q$ de la chaleur sera transformée en travail, et la quantité $\frac{Q}{T}(T + dT)$ sera seule transmise à la tranche suivante. Les quantités de chaleur qui passent ainsi dans les différentes sections du conducteur sont entre elles comme les températures absolues de ces sections; par suite, le rapport $\frac{Q}{T}$ est constant. D'ailleurs ces quantités Q sont $-\varkappa\frac{dT}{dz}$ ou $-kT\frac{dT}{dz}$; le rapport $\frac{Q}{T}$ est donc $k\frac{dT}{dz}$, et l'on arrive à l'équation

$$dk\frac{dT}{dz} = 0,$$

qui doit déterminer la distribution des températures dans le conducteur, équation identique avec celle qui a été trouvée pour la distribution du potentiel dans un circuit parcouru par un courant permanent.

Ces considérations permettent de se rendre compte de ce qui se passerait dans un conducteur dont les extrémités, maintenues à une température T_0, seraient à des tensions électriques constantes P_0 et P_1. Lorsque l'état permanent sera atteint, ce conducteur sera le siége d'un courant constant et d'un mouvement constant de chaleur. L'énergie en chaque point par unité de volume reste constante; par suite, $\frac{dQ}{dt} = 0$; il en est de même pour ε, $\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$. On doit donc avoir

$$\frac{d}{dz}k\,d\frac{P^2 + T^2}{dz} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d}{dz}k\frac{dP}{dz} = 0;$$

par suite, $P^2+T^2+\lambda P$ doit être constant en tous les points du conducteur, et l'on peut poser

$$P^2+T^2+\lambda P = P_1^2+T_1^2+\lambda P_1 = P_0^2+T_0^2+\lambda P_0;$$

d'où l'on déduit aisément

$$T^2-T_0^2 = (P_0-P)(P-P_1),$$

différence dont le maximum est $\frac{1}{4}(P_0-P_1)^2$, et indépendant de la résistance du conducteur. Ainsi, pour un élément Daniell dont la force électromotrice est 12×10^{10} environ, l'écart $T_2^2-T_0^2$ est au plus 36×10^{20}. Si $T_0=0$, ce qui correspond à la plus grande valeur de $T-T_0$, l'échauffement du fil serait de 2780 degrés centigrades; pour $T_0=20^\circ$, l'échauffement ne serait que de 2522 degrés. Ces nombres ne paraissent pas susceptibles de vérifications directes, puisqu'ils supposent que le conducteur ne rayonne aucune chaleur.

A. Potier.

IL NUOVO CIMENTO.

(2e SÉRIE, TOME V, VI, VII; de janvier à décembre 1872.)

R. FELICI. — Sur les actions électriques d'un corps non conducteur soumis à l'influence d'un corps électrisé, p. 5 et 75.

On connaît les expériences de Faraday sur l'action des diélectriques et l'explication qu'on en donne d'ordinaire, explication qui rappelle celle des phénomènes magnétiques. L'auteur, pour donner des bases solides à l'étude analytique de tous ces faits, s'est proposé d'y introduire des mesures, et, à l'aide d'un appareil délicat et d'expériences nombreuses, il démontre :

Que l'action électrique exercée par l'une des faces d'un corps mauvais conducteur taillé en parallélépipède, soumis sur sa face opposée à l'action d'un corps électrisé, est une action qui part de tous les points de la masse du diélectrique et non de sa surface;

Qu'elle est indépendante de l'état physique de cette surface, et n'est par conséquent pas due à une espèce de semi-conductibilité

qu'on pourrait y supposer, à raison par exemple de la vapeur d'eau qui pourrait la recouvrir;

Que cette action se produit et cesse rapidement avec l'action électrique extérieure, de la même manière que l'aimantation et la désaimantation du fer doux;

Qu'elle est dans de certaines limites et de certaines circonstances proportionnelle à l'action inductrice, et en outre à un certain coefficient qui dépend de la nature du diélectrique.

L'analogie de ces faits avec les phénomènes magnétiques est donc fortement prononcée.

DE ECCHER. — Sur l'expansion des gouttes, p. 93.

DE ECCHER. — Sur la transformation du travail mécanique en électricité et en chaleur, p. 99.

Expériences desquelles il semble résulter que le plateau d'une machine électrique à frottement s'échauffe moins lorsque les conducteurs sont en communication avec le sol que lorsqu'ils sont isolés, la partie du travail qui ne se transforme plus en flux continu d'électricité se transformant alors en chaleur.

G. GOVI. — Sur un système de représentation de divers phénomènes de mécanique moléculaire, p. 167.

L'auteur figure les atomes par de petits cylindres d'acier aimantés, et arrive ainsi à rendre sensibles aux yeux quelques-unes des actions moléculaires que l'on admet dans les phénomènes d'élasticité, de son, de lumière.

G. GOVI. — Corrections des coefficients dans la formule qui donne la dilatation absolue du mercure, p. 186.

La formule est celle de M. Regnault et la correction est peu notable. Voici quelques nombres pour les coefficients moyens de dilatation à diverses températures :

	Regnault.	Govi.
100°	0,00018153	0,000181532
200°	18405	184054
300°	18658	186577
350°	18784	187838

La différence doit provenir de ce que M. Govi a choisi d'autres nombres que M. Regnault pour le calcul de ses constantes.

P. BLASERNA. — Sur la polarisation de la couronne solaire observée à Augusta pendant l'éclipse totale du 22 décembre 1870, p. 191.

Les observations de l'auteur montrent que la couronne solaire est fortement polarisée, qu'elle n'est par conséquent pas lumineuse par elle-même là où n'existent pas les masses de vapeur incandescentes que l'emploi du spectroscope a appris à y découvrir.

A. PACINOTTI. — Indication d'une table graphique pour déduire les différences entre les déclinaisons de deux astres des temps de leurs passages à des micromètres fixes, p. 231.

CLERK MAXWELL. — Arcs colorés observés sur une surface de glace, p. 238.

L'arc avait l'aspect, et à peu près les dimensions de l'arc-en-ciel de premier ordre.

C. MARANGONI. — Sur le principe de la viscosité superficielle des liquides établi par M. Plateau, p. 239.

On sait que M. Plateau a observé, en faisant mouvoir une aiguille aimantée à la surface d'un liquide, sous l'action directrice de la terre, que la résistance qu'elle rencontrait dans son mouvement de rotation, lorsqu'elle ne baignait dans l'eau que par sa face inférieure, était tantôt plus grande, tantôt plus faible, que lorsqu'elle était totalement immergée, et il en a conclu que la couche superficielle des liquides avait une viscosité propre différente de celle de l'intérieur.

M. Marangoni trouve que les résultats sont différents quand on remplace l'aiguille par un disque métallique tournant autour de son centre, et il attribue les phénomènes observés par M. Plateau à deux causes : d'abord à des déformations dans les ménisques, dont le résultat est de produire des forces contraires au mouvement, puis à l'existence à la surface de certains liquides (ceux qui peuvent se gonfler en bulles), d'une pellicule qui ne se brise pas, ou qui se reforme, lorsqu'elle est brisée, par l'élasticité superficielle du milieu sous-jacent, et que le corps en mouvement est obligé d'entraîner avec lui, sous peine de rester immobile, s'il ne peut pas vaincre les frottements qui s'opposent au mouvement de cette pellicule.

Peut-être la couche superficielle de certains liquides n'est-elle pas un vrai liquide, ou ne l'est-elle que dans le sens normal, tandis que parallèlement à la surface il peut y avoir équilibre sans que les pressions soient assujetties à être normales aux éléments sur lesquels elles s'exercent. C'est un sujet intéressant qui réclame de nouvelles études.

BARTOLI ET POLONI. — Sur un phénomène d'électrolyse, p. 292.

DE ECCHER. — Sur les figures acoustiques produites par un diapason dans un tube de verre fermé à une extrémité, p. 304 et 353.

Étude des phénomènes découverts par Kundt, dont l'auteur montre la régularité de production, et tire diverses applications, telles que la mesure de la température de l'air qui vibre, celle du nombre de vibrations de la note fondamentale et des sons harmoniques d'un diapason.

PACINOTTI. — Sur la permanence des liquides volatils dans les tubes manométriques, même à pressions négatives, et sur le phénomène de la vaporisation, p. 382.

Le point le plus important de ce Mémoire est le procédé suivant, pour montrer à la fois l'adhérence aux solides et le retard à l'ébullition des liquides bien purgés d'air, et qui peut être employé dans les cours de Physique.

On remplit comme à l'ordinaire un tube barométrique, et, après avoir recueilli aussi bien que possible les bulles d'air adhérentes aux parois, on remplace la grosse bulle d'air qui a servi à cet usage par de l'éther, on ferme l'orifice avec le doigt et l'on renverse sur la cuve profonde. On incline ensuite le baromètre jusqu'à ce qu'il se remplisse de nouveau de mercure, on le reprend et on le retourne de façon à faire remonter l'éther et la petite bulle d'air qui le surmonte d'ordinaire, on ajoute un peu de mercure de façon à chasser une partie de l'éther, on le ferme et on le retourne de nouveau en ne retirant le doigt que lorsque le tube est bien vertical. On voit alors, si l'opération a été bien faite, l'éther et le mercure rester adhérents au sommet. Il faut donner un petit choc pour voir la vaporisation se produire, et le mercure s'abaisser brusquement de plusieurs décimètres.

(*A suivre.*)

DUCLAUX.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales scientifiques de l'École Normale supérieure.

2e série. — Tome I. — 1872.

MÉMOIRES DE PHYSIQUE.

V. Puiseux. — *De l'équilibre et du mouvement des corps pesants en ayant égard aux variations d'intensité de la pesanteur*, p. 23.

C. Wolf. — *Description du sidérostat de Foucault*, p. 51.

Mascart. — *Sur les modifications qu'éprouve la lumière par suite du mouvement de la source lumineuse et du mouvement de l'observateur*, p. 157.

A. Cornu. — *De la réfraction à travers un prisme suivant une loi quelconque*, p. 231.

S. Carnot. — *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*, p 393. (Réimpression.)

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXVIII. — Janvier 1873.

G. Salet. — *Sur les spectres des métalloïdes*, p. 5.

E. Bourgoin. — *L'eau dans les électrolyses n'est pas décomposée par le courant électrique*, p. 119.

Annales de Poggendorff.

Tome CXLVII. — Année 1872. — No 11.

A. Wüllner. — *Les spectres des gaz dans les tubes de Geissler*, p. 321.

S. Lemström. — *Extrait d'un Mémoire sur le développement de l'intensité du courant d'induction*, p. 354.

J.-J. Oppel. — *Sur deux cas remarquables de son dû à des réflexions*, p. 369.

W. Sellmeier. — *Sur les oscillations des particules des corps produites par les oscillations de l'éther et réactions des premières sur les secondes, étudiées dans le but d'expliquer la dispersion et ses anomalies* (2e Partie), p. 386.

E. Ketteler. — *Sur l'influence des mouvements astronomiques sur les phénomènes optiques. — 6. L'aberration de la lumière dans les milieux anisotropes; extension de la théorie de Fresnel*, p. 404.

L. Lorenz. — *Détermination du degré en mesure absolue*, p. 429.

S. Šubic. — *Sur la constante de température*, p. 452.

J. Janouschek. — *Quelques moyens d'observer les vibrations de l'air*, p. 460.

Berger. — *Quelques remarques sur le Mémoire de M. E. Budde relatif aux gouttes de Leidenfrost*, p. 472.

BERGER. — *Sur le Mémoire de M. Colley relatif à l'expérience de Leidenfrost*, p. 474.

E. KETTELER. — *Addition à un Mémoire précédent sur l'aberration*, p. 478.

Tome CXLVII. — Année 1872. — N° 12.

R. BÖRNSTEIN. — *Sur la théorie de la bobine de Ruhmkorff*, p. 481.

W. SELLMEIER. — *Sur les oscillations des particules des corps, etc.* (fin), p. 525.

F.-C. HENRICI. — *Sur l'action des corps solides sur les solutions sursaturées*, p. 555.

J. HERVERT. — *Sur les flammes vibrant transversalement*, p. 590.

V. DVOŘÁK. — *Démonstration expérimentale de la théorie d'Airy relative aux bandes de Talbot*, p. 604.

G. KREBS. — *Appareil électromagnétique tournant*, p. 615.

F. ZÖLLNER. — *Sur la lunette spectroscopique à réversion*, p. 617.

J. MÜLLER. — *Sur les propriétés optiques de la glace des glaciers*, p. 624.

C.-A. GRUEL. — *Sur le développement des harmoniques* (Klirrtönen) *sur le violon*, p. 627.

Tome CXLVIII. — Année 1873. — N° 1.

O.-E. MEYER. — *Sur le frottement intérieur des gaz. — 4. Extension de la loi de Poiseuille à l'écoulement des gaz*, p. 1.

H. HERWIG. — *Sur quelques propriétés de l'étincelle d'induction*, p. 44.

R. SCHOLZ. — *Synaphie* (cohésion) *de quelques éthers composés*, p. 62.

E. HAGENBACH. — *Sur la polarisation et la couleur de la lumière réfléchie par l'atmosphère*, p. 77.

W. PFEFFER. — *Action des couleurs du spectre sur la décomposition de l'acide carbonique dans les plantes*, p. 86.

E. GERLAND. — *Sur le rôle de la chlorophylle dans la nutrition des plantes, et sur les spectres des feuilles*, p. 99.

H. WILD. — *Nouvel instrument pour mesurer la variation de l'intensité verticale du magnétisme terrestre*, p. 115.

P. HARTING. — *Le physomètre, nouvel instrument propre à mesurer un volume variable d'air ou d'un autre corps*, p. 126.

F. KOHLRAUSH. — *Sur la force électromotrice des couches de gaz minces condensées à la surface de plaques métalliques*, p. 143.

H. SIEMENS. — *Rapport de l'unité dite* Ohmade *à l'unité de résistance Siemens*, p. 155.

H.-C. VOGEL. — *Sur l'absorption des rayons chimiques par l'atmosphère du Soleil*, p. 161.

J. ROTH. — *Températures observées dans le puits de Sperenberg, près Berlin*, p. 168.

G. SPOERER. — *Sur une protubérance remarquable*, p. 171.

J. POGGENDORFF. — *Sur les étoiles filantes vues au mois de décembre* 1872, p. 172.

EXPÉRIENCES SUR LE ROLE DES GAZ DANS LE PHÉNOMÈNE DE L'ÉBULLITION DES LIQUIDES;

PAR M. D. GERNEZ.

(Expériences faites devant la Société française de Physique, le 14 février 1873.)

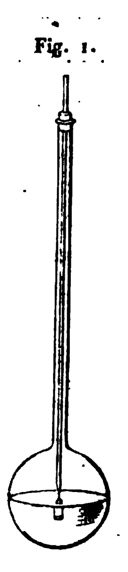
Les travaux d'un grand nombre de physiciens, particulièrement ceux de De Luc, de Bostock, de M. Donny et de M. Dufour, ont démontré que la présence d'une atmosphère gazeuse au sein des liquides est nécessaire pour en déterminer l'ébullition continue; mais, de toutes les expériences imaginées pour mettre ce fait en évidence, la plus simple et la plus directe me paraît être celle que M. F. Marco a publiée l'année dernière dans les Archives de Genève, et décrite en ces termes (1) : « Je prends un tuyau thermométrique avec son bulbe sphérique à son extrémité, je casse le bulbe de façon qu'il reste un tuyau avec une sorte d'entonnoir à bords irréguliers; je plonge ensuite ce tuyau dans l'eau d'un matras, de sorte que l'entonnoir soit appuyé sur le fond du matras. J'ai ainsi une petite masse d'air emprisonnée par l'entonnoir et par l'eau. J'échauffe enfin l'eau avec une flamme d'alcool jusqu'à l'ébullition. Alors, en plaçant convenablement la flamme, on voit des bulles de vapeur partir continuellement de l'entonnoir. » La publication de cette expérience m'engage à faire connaître quelques dispositions expérimentales analogues, qui font partie d'un travail d'ensemble entrepris en 1866, et que j'ai négligé de publier.

1. *Ébullition dans l'air raréfié.* — Dans un ballon à long col que l'on a préalablement lavé à l'acide sulfurique chaud pour détruire les poussières organiques à la surface du verre, on introduit de l'eau distillée que l'on amène à l'ébullition; après deux minutes, la vapeur d'eau a entraîné la plus grande partie de l'air du ballon; on amène alors dans le liquide une petite cloche obtenue en étranglant à la lampe l'extrémité d'un tube de verre dont l'autre bout est engagé dans un bouchon (*fig.* 1); on ferme le ballon en le retirant du feu, et on le maintient dans sa position initiale. L'ébullition continue alors, et les bulles de vapeur se dégagent toutes à l'orifice de la petite cloche, sous laquelle de l'air est resté emprisonné.

(1) *Bibliothèque universelle de Genève,* XLIII, 279; 1872.

Avec un ballon d'un demi-litre à moitié plein d'eau, le phénomène continue trente ou quarante minutes, sans qu'il soit nécessaire de

Fig. 1.



refroidir le col du ballon. Quand l'appareil est revenu à la température ordinaire, on constate qu'il ne reste sous la cloche qu'une très-faible partie de l'air qu'on y avait introduit.

2. *Ébullition sous la pression atmosphérique.* — Avec la même disposition et en continuant l'action de la chaleur, on peut entretenir l'ébullition sous la pression atmosphérique, à la condition de percer le bouchon d'un trou pour mettre le ballon en communication avec l'extérieur; les bulles de vapeur se dégagent exclusivement à l'orifice de la cloche, et elles se succèdent d'autant plus rapidement que cet orifice est plus rapproché de la paroi du ballon.

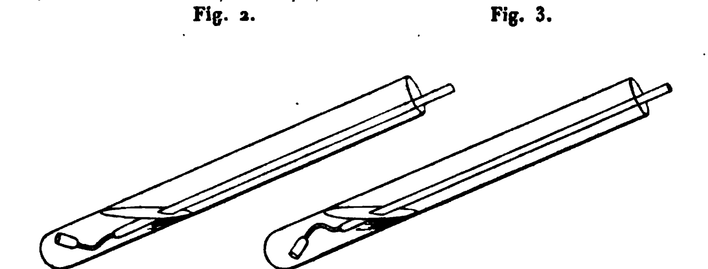
Ces deux expériences sont très-faciles à réaliser et à montrer par projection devant un nombreux auditoire.

3. *Quantité de gaz nécessaire pour produire l'ébullition.* — Si l'on substitue au ballon un long tube de 50 à 60 centimètres de longueur et de 2 centimètres de diamètre environ, contenant une couche d'eau de 7 à 8 centimètres de hauteur, on peut plus facilement étudier l'influence des gaz sur l'ébullition. A cet effet, on

introduit dans le liquide une petite cloche d'un centimètre cube de capacité par exemple, et l'on chauffe. Les bulles de vapeur se forment toutes à son orifice, entraînant chacune une petite quantité d'air, comme on peut s'en assurer directement.

A cet effet, on se sert d'une petite cloche tellement inclinée sur l'axe du tube, que l'on puisse présenter son orifice vers le haut, de manière à laisser se dégager l'air qu'elle contient (*fig.* 2). En la

Fig. 2. Fig. 3.



ramenant à sa position initiale (*fig.* 3), il est facile d'y recueillir une bulle de vapeur obtenue, par exemple, en forçant le feu, ou au moyen d'une autre cloche; on arrête alors l'expérience, la bulle de vapeur se condense, laissant une bulle d'air dont les dimensions varient avec le moment de l'ébullition où on l'a prélevée.

Du reste, on peut juger de la quantité de gaz enlevée sous la cloche par les bulles de vapeur qui naissent à son orifice : il suffit d'arrêter l'action de la chaleur; l'ébullition continue pendant quelques instants, puis la vapeur qui remplissait la cloche se condense et l'on reconnaît que le volume gazeux qui y reste est d'autant plus petit que l'ébullition a été plus longtemps prolongée.

Ainsi chaque bulle de vapeur qui se produit entraîne avec elle une certaine quantité de gaz sans cesse décroissante, et qui peut être prodigieusement petite. Avec une bulle d'air grosse comme une tête d'épingle d'environ un millimètre cube, j'ai produit l'ébullition de l'eau dans un tube pendant vingt-quatre heures. L'eau vaporisée se condensait sur les parois du tube, que l'on maintenait incliné; elle retombait ainsi vers la partie chauffée, ce qui permettait de prolonger l'ébullition sans ajouter d'eau. En déterminant de temps en temps la vitesse d'écoulement des bulles de vapeur, j'ai pu évaluer à plus d'un demi-million le nombre des bulles qui

s'étaient formées aux dépens de la petite quantité d'air employée jusqu'au moment où j'ai mis fin à l'expérience.

Après avoir suspendu pendant quelques minutes l'action de la chaleur, si l'on recommence à chauffer le liquide, on voit la bulle d'air qui reste, si petite qu'elle soit, se gonfler brusquement en produisant de la vapeur qui remplit la cloche, et le phénomène recommence; mais lorsque, pendant la période de refroidissement, la bulle de gaz a été absorbée par le liquide, il devient impossible, en chauffant à nouveau, de reproduire l'ébullition régulière; ce qui montre bien évidemment la nécessité d'une atmosphère gazeuse pour produire et entretenir le phénomène.

4. *Rôle des tubes dont une partie est très-étroite.* — L'expérience suivante rend compte mieux encore de l'effet persistant produit par les corps poreux, qui contiennent souvent des quantités de gaz insignifiantes. On introduit dans le tube une petite cloche dont l'orifice est tourné vers le haut; si le fond de la cloche est arrondi, l'air qu'elle contient se dégage et ne provoque pas l'ébullition; mais, si la cloche se termine par une cavité très-étroite, il reste dans cette région capillaire une petite bulle d'air adhérente aux parois, servant d'amorce aux bulles de vapeur qui viennent toutes y prendre naissance, et se dégagent en chapelet vers l'orifice de la cloche. Cet effet se continue des heures entières, chaque bulle de vapeur entraînant une fraction de la bulle d'air et en laissant une quantité sans cesse décroissante, mais qui adhère au fond du tube et suffit à la formation ultérieure de la vapeur. Vient-on à cesser de chauffer pendant quelques instants, le dégagement de vapeur s'arrête, et l'on voit à l'œil nu ou à la loupe la bulle gazeuse se réduire à des dimensions très-petites de l'extérieur vers son centre, s'élever dans la cloche et se dégager à la surface du liquide. A partir de ce moment, la cloche a perdu toute son efficacité.

Ces expériences, en même temps qu'elles rendent compte de la difficulté que l'on éprouve à chasser par l'ébullition les gaz contenus dans les conduits capillaires des corps poreux, font comprendre le rôle que joue cette quantité de gaz, souvent infiniment petite, qui suffit à amorcer l'ébullition et à l'entretenir pendant un temps indéfiniment prolongé, si l'opération ne subit pas d'intermittences; elles expliquent aussi les soubresauts que l'on observe

lorsqu'on a suspendu pendant quelques instants l'action de la chaleur, et qui cessent bientôt lorsqu'il reste dans les pores une petite quantité de gaz, mais qui persistent, au contraire, lorsque le gaz restant a été complétement absorbé.

5. *Effet d'une action mécanique sur l'ébullition.* — Entre autres expériences curieuses auxquelles peut donner lieu le phénomène de l'ébullition, je citerai la suivante, qui, à première vue, peut paraître assez étrange.

Dans un long tube incliné, contenant une couche d'eau de 5 à 6 centimètres, chauffée par la flamme du gaz, j'introduis une petite cloche à fond arrondi et dont l'orifice est tourné vers le haut; l'air qu'elle contient se dégage, et elle ne provoque pas l'ébullition. J'enfonce ensuite dans l'eau, à côté de la cloche, une longue baguette de verre, et je constate qu'elle est également sans effet; puis j'amène l'extrémité de la tige sur l'orifice de la cloche, et aussitôt, au point de contact, naît une bulle gazeuse qui remplit rapidement la cloche; l'ébullition commence alors et continue indéfiniment.

Pour comprendre ce qui se passe dans cette expérience, il faut se rappeler que le choc de deux corps solides au milieu d'une solution gazeuse provoque toujours le dégagement d'une petite quantité de gaz, sans doute par suite d'une production de chaleur aux points frottés, d'où résulte une diminution dans la solubilité. En plaçant l'extrémité de la baguette sur l'orifice de la cloche, on détermine la formation d'une petite bulle qui se trouve retenue dans la cloche incomplétement ouverte, et sert d'amorce au dégagement de vapeur. Cette interprétation se trouve confirmée par l'observation suivante : si l'on cesse de chauffer, l'ébullition s'arrête bientôt, la vapeur de la cloche se condense, mais il reste toujours une petite bulle de gaz nettement visible, et qui peut servir à une nouvelle expérience, si l'on recommence à chauffer. Vient-on, au contraire, à faciliter son dégagement en retirant la tige et la remettant doucement en place immédiatement après, il devient impossible de provoquer de nouveau l'ébullition, à moins qu'on ne frotte la tige sur les bords de la cloche.

6. *Ébullition de divers liquides.* — Toutes ces expériences se réalisent très-facilement avec l'eau chauffée par la flamme du gaz ou de l'alcool, si l'on a eu soin de passer les vases de verre à l'acide sul-

furique chaud, qui détruit les poussières organiques ou les traces de charbon qui pourraient produire des dégagements de vapeur; elles réussissent aussi bien avec des liquides volatils quelconques, tels que l'alcool, l'éther, le sulfure de carbone, le chloroforme, le chlorure de carbone, etc. Dans ce cas, il est avantageux, à cause de la chaleur spécifique plus faible de ces liquides et de leur volatilité plus grande, de chauffer au bain-marie : on évite ainsi la production de bulles de vapeur aux points accidentellement plus chauffés par le contact direct de la flamme du gaz ou de l'alcool, et l'on observe alors des retards plus prononcés à l'ébullition, jusqu'au moment où on la provoque par l'introduction d'une atmosphère gazeuse. Avec le sulfure de carbone, par exemple, on réalise facilement une expérience de cours très-instructive de la manière suivante : au centre d'un ballon de 2 litres rempli d'eau, et qui servira de bain-marie, on introduit l'extrémité bouchée d'un long tube de 2 centimètres de diamètre, on y verse une couche de sulfure de carbone de 2 à 3 centimètres, que l'on surmonte d'une couche d'eau de 8 à 10 centimètres d'épaisseur; on chauffe l'eau du ballon, et l'on amène sa température à 60 degrés et au delà, sans qu'il y ait ébullition du sulfure de carbone. Quand l'appareil sert pour la première fois, il se dégage d'abord quelques bulles de vapeur qui entraînent les gaz du liquide, puis on observe le retard à l'ébullition. Vient-on à introduire une petite cloche à air, il se produit immédiatement un abondant dégagement de vapeur qui cesse brusquement lorsqu'on enlève la cloche, mais qui persiste, lorsqu'on l'y maintient, tant que la température de l'eau du ballon n'est pas descendue au-dessous du point d'ébullition du sulfure de carbone sous la pression atmosphérique. Or le refroidissement d'un ballon de plusieurs litres rempli d'eau est très-lent, ce qui a le double avantage de permettre de préparer l'expérience une heure avant de s'en servir, et de la voir persister plus d'une heure après l'introduction de la cloche à air.

COURANTS DÉRIVÉS; LOIS DE KIRCHHOFF;

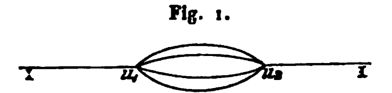
PAR M. RAYNAUD.

Les principes de la théorie de Ohm, appliqués dans un article precédent (t. I, p. 305 et suivantes) à l'étude d'un circuit composé

de conducteurs juxtaposés bout à bout, permettent de mettre en équation toutes les questions de dérivation des circuits linéaires. Il suffit de se reporter aux équations de condition indiquées au § 5, p. 310, et de les modifier conformément aux données du nouveau problème.

1. Supposons qu'entre deux points u_1 et u_2 (*fig.* 1), existent plusieurs conducteurs a, b, c, d,..., ne renfermant pas de forces électromotrices. S'il y a n de ces conducteurs, le problème renfermera $n-1$ inconnues nouvelles; car, outre l'intensité A de la branche unique

Fig. 1.



qui reliait antérieurement u_1 et u_2, il faut encore déterminer les intensités des courants dérivés dans les autres branches. Les deux premières conditions, $\frac{d^2u}{dx^2} = 0$ et $u'' - u' = e$, subsistent toujours; mais la condition

$$(3) \qquad i_1 = i_2 = \ldots = i_n$$

doit être remplacée par

$$I = A + B + C + D + \ldots,$$

qui exprime que la somme des quantités d'électricité, qui traversent dans le même temps une section de chacun des conducteurs, est égale à la quantité totale d'électricité qui entre par u_1 ou sort par u_2. On a alors

$$u_1 - u_2 = Aa = Bb = Cc = \ldots,$$

d'où $n-1$ équations nouvelles pour déterminer les $n-1$ inconnues ajoutées dans ce cas.

On peut écrire ces relations sous la forme

$$u_1 - u_2 = \frac{A}{\frac{1}{a}} = \frac{B}{\frac{1}{b}} = \frac{C}{\frac{1}{c}} = \ldots = \frac{I}{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} + \ldots}.$$

Soit x la *résistance réunie* de tous les circuits partiels, c'est-à-dire

la résistance du conducteur unique qui pourrait les remplacer tous, sans changer la distribution des potentiels, on aura

$$u_1 - u_2 = Ix = \frac{I}{\frac{1}{x}},$$

d'où

$$x = \frac{I}{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} + \ldots}.$$

Donc, « si on additionne les réciproques des résistances des circuits partiels, on aura la réciproque de la résistance réunie. »

La réciproque de la résistance d'un conducteur s'appelle quelquefois sa *conductibilité*

$$\frac{1}{a} = \frac{K\omega}{l}.$$

L'intensité A dans un circuit partiel quelconque a deviendra alors

$$A = \frac{Ix}{a}.$$

On peut remarquer, en passant, que dans le circuit fermé formé par deux des conducteurs a et b, on a $Aa - Bb = 0$; c'est-à-dire que, en considérant comme positive la direction du courant dans a, étendue à tout le circuit, B étant alors par lui-même de signe con-

Fig. 2. Fig. 3.



traire à A, on pourra dire que la somme des produits des intensités par les résistances est nulle dans chacun des circuits partiels ainsi formés (*fig.* 2).

2. *Application aux bobines de dérivation des galvanomètres.* — Quand on veut mesurer des courants de grande intensité, on introduit entre les deux bornes du galvanomètre une dérivation d'une certaine résistance.

Soient G et S les intensités des courants dans le galvanomètre et

la dérivation, g et s leurs résistances respectives, I l'intensité totale et x la résistance réunie, on a (*fig.* 3)

$$\frac{G}{\frac{1}{g}} = \frac{S}{\frac{1}{s}} = \frac{I}{\frac{1}{x}},$$

d'où

$$x = \frac{gs}{g+s};$$

on a de plus

$$I = G \times \frac{g}{x} = \frac{g+s}{s} G = \left(\frac{g}{s} + 1\right) G.$$

Le coefficient $m = \frac{g}{s} + 1$ est le *pouvoir multiplicateur* de la dérivation : c'est le coefficient par lequel il faut multiplier l'intensité donnée par le galvanomètre pour avoir l'intensité du courant.

La résistance à donner à une dérivation pour que, appliquée à un galvanomètre g, son pouvoir multiplicateur soit m, sera

$$s = \frac{g}{m-1}; \quad \text{alors} \quad x = \frac{g}{m}.$$

Si $m = 10$, 100, 1000, on aura

$$s = \frac{1}{9} g, \quad \text{ou} \quad \frac{1}{99} g, \quad \text{ou} \quad \frac{1}{999} g.$$

Quand un courant traverse un circuit composé d'une résistance R et d'un galvanomètre g, son intensité est représentée par $\frac{E}{R+g}$; mais, si l'on introduit une dérivation de pouvoir multiplicateur m, l'intensité totale devient $\frac{E}{R+\frac{g}{m}}$; si donc on veut déduire, de l'intensité obtenue par les indications du galvanomètre dérivé, l'intensité que le courant aurait eue en traversant le galvanomètre sans dérivation, il faut ajouter à la résistance R, quand on emploie la dérivation, une résistance de compensation $r = g - \frac{g}{m} = \frac{m-1}{m} g$.

Si la dérivation a un pouvoir m,

$$s = \frac{g}{m-1}, \quad x = \frac{g}{m}, \quad \text{et} \quad r = \frac{m-1}{m} g,$$

soit

$$m = 2, \qquad s = g, \qquad x = \frac{1}{2} g, \qquad r = \frac{1}{2} g.$$

$$m = 10, \qquad s = \frac{1}{9} g, \qquad x = \frac{1}{10} g, \qquad r = \frac{9}{10} g,$$

$$m = 100 \qquad s = \frac{1}{99} g, \qquad x = \frac{1}{100} g, \qquad r = \frac{99}{100} g,$$

$$m = 1000, \qquad s = \frac{1}{999} g, \qquad x = \frac{1}{1000} g, \qquad r = \frac{999}{1000} g.$$

A cette condition seulement, l'intensité de courant traversant le galvanomètre sans dérivation sera représentée par mG. Mais si $\frac{g}{m}$ est négligeable devant R, on pourra admettre que $\frac{E}{R} = m$G, ou que l'intensité I fournie par E dans R est égale à m fois celle mesurée par le galvanomètre dérivé. Cette remarque simplifie beaucoup la comparaison de courants d'intensités très-différentes. Car si $\frac{g}{m}$ est négligeable devant R, et $\frac{g}{m'}$ devant R', on aura, en employant les dérivations m et m',

$$\frac{I}{I'} = \frac{mG}{m'G'}, \quad \text{et si} \quad m = m', \quad \frac{I}{I'} = \frac{G}{G'}.$$

Enfin si $\frac{g}{m}$ est négligeable devant R et g devant R', en mesurant directement I' par le galvanomètre sans dérivation, et I avec le galvanomètre dérivé, on aura

$$\frac{I}{I'} = m \frac{G}{I'}.$$

Supposons, par exemple, qu'une pile ne de résistance nr, dans le circuit d'une résistance très-grande x et d'un galvanomètre g, donne une déviation δ; et que la même déviation δ puisse être reproduite par une pile $n'e$ de résistance $n'r$ dans un circuit R et un galvanomètre dérivé avec une bobine de pouvoir m, on aura

$$I = \frac{ne}{nr + g + x},$$

et

$$I = \frac{n'e}{n'r + \frac{g}{m} + R} \times \frac{1}{m}.$$

Si $nr + g$ est négligeable devant x et $n'r + \frac{g}{m}$ devant R, on aura

$$\frac{n}{x} = \frac{n'}{mR},$$

d'où

$$x = \frac{n}{n'} mR.$$

Si

$$\frac{n}{n'} = 100 \quad \text{et} \quad m = 1000,$$

$$x = 100\,000 R.$$

3. *Cas le plus général des dérivations.* — On a un système de n conducteurs reliés entre eux d'une manière quelconque, et sur le parcours desquels peuvent se trouver des forces électromotrices. Voyons comment se modifient alors les conditions du problème qui doivent conduire à la détermination de l'intensité dans les divers conducteurs.

Entre deux points appartenant à un même conducteur, on aura toujours la relation

$$(1) \qquad u_1 - u_2 = ir - e.$$

Aux points où concourent un certain nombre de fils, il faudra exprimer que toute l'électricité qui est apportée à ce point par certains fils ne peut s'en aller que par les autres fils partant de ce point. Par suite, si l'on considère comme positifs les courants qui partent du point de jonction, comme négatifs ceux qui se dirigent vers lui, ou inversement, la somme des intensités du courant dans tous ces fils doit être nulle ou

$$(2) \qquad \Sigma i = 0.$$

S'il y a n conducteurs, les conditions (1) et (2) déterminant les intensités du courant dans chacun des conducteurs, on devra déduire de ces relations n équations distinctes pour trouver ces n intensités.

En appliquant la condition (1) à une quelconque des figures fermées du système, on obtiendra la relation

$$\Sigma(ir - e) = 0.$$

Car : soient $u_0, u_1, \ldots, u_{n-1}$ les potentiels aux sommets d'une de ces figures fermées ; $r_1, r_2, \ldots, r_n$ les forces électromotrices qu'ils renferment, on a

$$\begin{aligned} u_0 - u_1 &= i_1 r_1 - e_1, \\ u_1 - u_2 &= i_2 r_2 - e_2, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ u_{n-1} - u_0 &= i_n r_n - e_n. \end{aligned}$$

Ajoutant toutes ces relations, on a

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + \ldots + i_n r_n = e_1 + e_2 + \ldots + e_n.$$

Les intensités sont regardées comme positives dans une même direction déterminée ; et les forces électromotrices contenues dans un conducteur sont regardées comme positives ou négatives, suivant qu'elles déterminent une augmentation ou une diminution de potentiel.

Lois de Kirchhoff [1]. — Dans un système quelconque de conducteurs reliés entre eux, les lois de Ohm conduisent aux deux propositions suivantes, connues sous le nom de *lois de Kirchhoff* :

1° Pour tout point de concours, c'est-à-dire tout point où aboutissent plus de deux fils, la somme des intensités des courants qui le traversent est nulle,

$$\Sigma i = 0 ;$$

2° Pour toute figure fermée du système, la somme des produits des intensités par les résistances est égale à la somme des forces électromotrices, ou

$$\Sigma(ir - e) = 0.$$

4. *Pont de Wheatstone* [2]. — On a un quadrilatère MNQR dont deux sommets opposés sont réunis aux pôles d'une pile E, et les

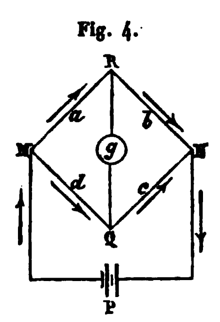
---

(1) *Annales de Poggendorff*; 1845.

(2) *Mémoire de Poggendorff*, traduit dans les *Annales de Chimie et de Physique*; 1846.

deux autres aux bornes du galvanomètre g; a, b, c, d, f, g étant les résistances des six fils du système, on demande de calculer les intensités du courant dans les diverses branches A, B, C, D, F, G,

Fig. 4.



et d'en déduire la résistance P du système compris entre les points M et N.

En supposant le courant dirigé, dans chaque fil, dans le sens de la flèche, l'application de la première loi, à trois des points de concours, fournira trois équations distinctes

$$A + D - F = 0, \quad (1)$$

$$B - A - G = 0, \quad (2)$$

$$C + G - D = 0. \quad (3)$$

Ces trois équations sont distinctes, car chacune d'elles renferme une inconnue qui n'est pas contenue dans les deux autres. L'équation fournie par le quatrième sommet N, $F - B - C = 0$, rentre dans les précédentes; car la somme des quatre équations donne $0 = 0$.

La seconde loi, appliquée aux trois figures fermées simples du système, donne également les trois relations

$$Aa - Dd - Gg = 0, \quad (4)$$

$$Bb - Cc + Gg = 0, \quad (5)$$

$$Ff + Dd + Cc = E. \quad (6)$$

Ces trois équations sont aussi distinctes pour la même raison. Toute autre figure fermée, pouvant se former à l'aide des figures simples considérées par juxtaposition de celles-ci, fournirait une équation qui se déduirait des précédentes par addition ou soustrac-

tion. La résolution de ces six équations donne les relations suivantes :

$$\frac{A}{(d+g)c+(b+g)d}=\frac{B}{g(c+d)+c(a+d)}=\frac{C}{(d+g)b+(b+g)a}$$

$$=\frac{D}{g(a+b)+a(b+c)}=\frac{G}{ac-bd}=\frac{F}{v}=\frac{E}{fv+w}.$$

en posant

$$v=g(a+b+c+d)+(a+d)(b+c),$$
$$w=g(a+b)(c+d)+ad(b+c)+bc(a+d).$$

Les valeurs de A, B, C, D, F étant toutes positives, les flèches indiquent bien le sens du courant dans ces fils : la valeur de G sera positive ou négative, suivant que $ac \gtrless bd$. Si G est négatif, le courant dans cette branche marchera en sens contraire de la flèche.

Si $ac-bd=0$, on a $G=0$; d'où l'on tire la méthode de mesure des résistances indiquée § 11 (t. I, p. 319).

Pour avoir la résistance P du pont, il suffit de prendre la relation $F=\frac{v}{fv+w}E$, que l'on peut écrire

$$F=\frac{E}{f+\frac{w}{v}},$$

f étant la résistance de la pile.

Alors

$$P=\frac{w}{v}=\frac{g(a+b)(c+d)+ad(b+c)+bc(a+d)}{g(a+b+c+d)+(a+d)(b+c)}.$$

Conséquences. — 1° Si l'on fait $g=\infty$ dans la valeur de P, c'est-à-dire si l'on supprime la branche RQ, on a

$$P=\frac{(a+b)(c+d)}{a+b+c+d},$$

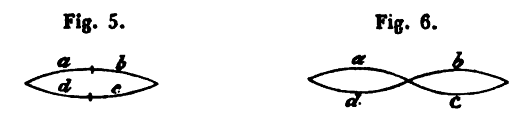
et, en effet, la résistance du pont se compose alors de la résistance des deux doubles branches réunies MRN, MQN ou $(a+b)$ et $(c+d)$ (*fig.* 5)

$$\frac{1}{\frac{1}{a+b}+\frac{1}{c+d}}=\frac{(a+b)(c+d)}{a+b+c+d};$$

2° Si l'on fait $g = 0$, on a

$$P = \frac{ad}{a+d} + \frac{bc}{b+c},$$

ce qui est bien la résistance des deux boucles (a, d) et (b, c) (*fig.* 6);



3° Si l'on fait $ac - bd = 0$, ou $b = na$, $c = nd$, on a

$$G = 0,$$

et P devient

$$P = \frac{(1+n)ad}{a+d}.$$

La résistance du pont devient indépendante de g, et il en est de même des valeurs des intensités dans toutes les branches. En introduisant l'hypothèse $b = na$, $c = nd$ dans les deux cas précédents, la valeur de P se ramène également à $\frac{(1+n)ad}{a+d}$. Donc, du moment où l'intensité est nulle dans la branche g, on peut, sans changer les valeurs des intensités ni la résistance du pont, faire varier g de zéro à l'infini, c'est-à-dire réunir directement, par un circuit sans résistance, les points R et Q, ou supprimer cette communication en interrompant le circuit entre ces points.

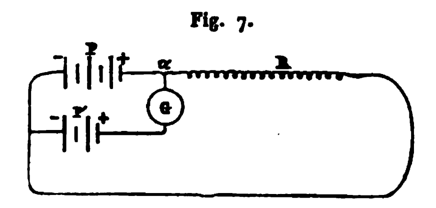
Il est évident aussi que si $ac - bd \gtrless 0$, la valeur de P est toujours comprise entre les valeurs particulières correspondant à $g = \infty$ et $g = 0$.

5. *Méthodes de compensation.* — Les lois de Kirchhoff permettent de trouver immédiatement, et sans qu'il soit nécessaire de supposer un point du circuit en communication avec la terre, les relations entre les forces électromotrices des piles que l'on compare par les méthodes de compensation (§ 9 et 10, t. I, p. 316 et 318).

1° Formons un premier circuit avec la pile P et le rhéostat R (*fig.* 7); réunissons les piles P et P' par deux pôles de même nom,

et intercalons un galvanomètre entre les deux autres pôles ; faisons ensuite varier R jusqu'à ce que le courant soit nul dans la branche

Fig. 7.



du galvanomètre : l'intensité I sera alors constante en tous les points du conducteur R. Or, dans le circuit $P\alpha GP'$, on a, r étant la résistance de la pile P,

$$Ir = E - E'.$$

Dans le circuit formé par la pile P et le rhéostat R, on a d'ailleurs

$$I(r + R) = E,$$

d'où

$$E' = E\frac{R}{R + r}.$$

2° Formons le circuit principal de deux rhéostats ρ et R (*fig.* 8), et intercalons le galvanomètre sur la branche qui joint le pôle de P' au point α situé entre les deux rhéostats.

Fig. 8.

ρ et R étant déterminés par la condition de ramener le galvanomètre au zéro, on a, dans les deux circuits,

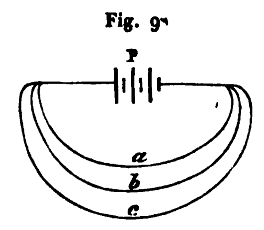
$$I(r + \rho) = E - E',$$
$$I(r + \rho + R) = E,$$

d'où

$$E' = \frac{R}{r + \rho + R}E.$$

6. *Piles communes à plusieurs circuits.* — 1° Soit une pile P de force électromotrice E et de résistance r, commune à plusieurs

Fig. 9.



circuits a, b, c (*fig.* 9). Soient I l'intensité totale de la pile; A, B, C les intensités dans les circuits dérivés, la seconde loi de Kirchhoff donne les relations

$$\mathrm{I}r + \mathrm{A}a = \mathrm{E}, \quad \text{d'où} \quad \mathrm{A} = \frac{\mathrm{E} - \mathrm{I}r}{a},$$

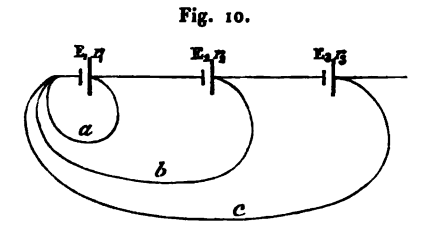
$$\mathrm{I}r + \mathrm{B}b = \mathrm{E}, \quad \text{d'où} \quad \mathrm{B} = \frac{\mathrm{E} - \mathrm{I}r}{b},$$

$$\mathrm{I}r + \mathrm{C}c = \mathrm{E}, \quad \text{d'où} \quad \mathrm{C} = \frac{\mathrm{E} - \mathrm{I}r}{c}.$$

Si la résistance de la pile est négligeable, on voit que $\mathrm{A} = \frac{\mathrm{E}}{a}$, $\mathrm{B} = \frac{\mathrm{E}}{b}$, $\mathrm{C} = \frac{\mathrm{E}}{c}$, c'est-à-dire que l'intensité, dans chacun des circuits dérivés, est la même que si les autres circuits n'existaient pas; si $a = b = c$, les courants auront la même intensité dans chacun des circuits.

2° Supposons que, les circuits ayant des résistances différentes,

Fig. 10.



on veuille distribuer la pile de manière que les intensités dans les divers circuits se rapprochent le plus possible de l'égalité.

On sépare la pile totale (*fig.* 10) en trois sections (E_1, r_1),

$(E_2, r_2), (E_3, r_3)$, la première commune aux trois circuits, la seconde aux deux derniers b et c, la troisième ne desservant que le dernier c.

On a les relations

$$I_1 r_1 + Aa = E_1,$$
$$I_1 r_1 + I_2 r_2 + Bb = E_1 + E_2,$$
$$I_1 r_1 + I_2 r_2 + C(r_3 + c) = E_1 + E_2 + E_3.$$

Si r_1, r_2, r_3 sont négligeables par rapport à a, b, c, ces relations deviennent

$$Aa = E_1,$$
$$Bb = E_1 + E_2,$$
$$Cc = E_1 + E_2 + E_3.$$

Si l'on veut que $A = B = C$, il viendra

$$E_1 : E_2 : E_3 :: a : b - a : c - a.$$

E_1 étant connu pour le circuit a, les valeurs de E_2 et E_3 à ajouter à E_1 pour obtenir la même intensité dans les circuits b et c seront proportionnelles aux excès de résistance de ces circuits sur la résistance du premier circuit.

FLAMME SIFFLANTE;

PAR M. LISSAJOUS.

(Expérience faite devant la Société française de Physique, le 14 février 1873.)

En répétant les expériences de M. Govi sur les flammes sensibles, j'ai été conduit à une disposition qui donne un résultat nouveau. Un tube vertical de cuivre de 4 centimètres de diamètre, et de 15 à 20 centimètres de hauteur, est fermé à sa partie inférieure par une toile métallique. Je dirige à travers cette toile un courant de gaz d'éclairage sortant d'un bec à quelque distance au-dessous d'elle. Quand on allume le gaz dans l'intérieur du tube, la flamme fait entendre un son aigu presque comparable à celui d'un sifflet de locomotive.

MÉTHODE POUR ÉTUDIER LA PROPAGATION DES ONDES;

PAR M. LISSAJOUS.

(Expérience faite devant la Société française de Physique, le 14 février 1873.)

Pour rendre facilement observable la propagation des ondes à la surface d'un liquide, j'ai fait construire une cuve rectangulaire, longue et étroite, dont les deux grandes faces latérales sont des lames de verre. J'y superpose de l'huile de pétrole et de l'eau alcoolisée dans des proportions telles que les densités des deux liquides soient très-peu différentes.

Si je produis une onde à la surface de séparation, la force qui tend à rétablir l'équilibre n'est que la différence des poids des colonnes liquides déplacées, tandis que la masse à mouvoir est la somme de leurs masses; la vitesse de propagation sera donc bien moindre que dans les circonstances ordinaires, et l'observation du mouvement devient très-facile.

ROUTE DES NAVIRES A VAPEUR A TRAVERS L'OCÉAN INDIEN, D'ADEN AU DÉTROIT DE LA SONDE, ET RETOUR;

PAR M. J.-E. CORNELISSEN,
Directeur de la Section maritime à l'Observatoire des Pays-Bas ([1]).

(Extrait d'une traduction due à M. le baron van Heerdt, directeur adjoint de l'Observatoire météorologique des Pays-Bas.)

L'océan Indien. — La région à examiner est située au nord du 10e degré de latitude sud. L'équateur traverse cette région et, dans le cours de l'année, le Soleil se déplace de 23 $\frac{1}{2}$ degrés au sud à

([1]) Depuis les succès si connus de Maury, tous les gouvernements, dans l'intérêt de la marine, ont encouragé ou provoqué des travaux semblables à celui que nous donnons comme exemple à nos lecteurs. Ceux qui s'intéressent à ces questions trouveront en France, pour les prix les plus minimes, de très-bonnes cartes, dues à nos ingénieurs hydrographes et publiées par ordre du ministère de la marine. Nous ne saurions trop les recommander. Un nouveau Catalogue, intitulé : *Catalogue par ordre géographique des cartes, plans, vues de côtes, instructions nautiques composant l'Hydrographie française*, va paraître dans quelques semaines. (R.)

23 $\frac{1}{2}$ degrés au nord de l'équateur. Si l'océan Indien n'était pas limité au nord par un grand continent, on y rencontrerait les mêmes phénomènes que dans l'océan Pacifique ou dans l'océan Atlantique, c'est-à-dire qu'une zone de calmes se déplacerait dans le cours de l'année, tandis qu'au nord de cette zone soufflerait le vent alizé nord-est, et au sud le vent alizé sud-est.

Le grand continent d'Asie, situé au nord de l'équateur, modifie considérablement ces phénomènes, du moins pendant l'été, quand le Soleil est au nord de l'équateur. C'est alors que naît la *mousson.* L'air situé au-dessus du continent est fortement échauffé pendant l'été de l'hémisphère boréal, et s'élève alors rapidement : la zone des calmes est déplacée au nord. D'où il suit que le vent alizé sud-est s'étend jusqu'à l'équateur, pour reparaître au nord de l'équateur comme mousson sud-ouest ; le vent alizé nord-est est refoulé, pour ne plus se faire sentir qu'à l'automne, quand la zone des calmes se déplace vers le sud. La mousson souffle avec force par suite de l'élévation rapide du courant d'air.

S'il n'y avait pas de continent, les courants de la mer des Indes seraient les mêmes que dans les autres parties de l'Océan, c'est-à-dire que des courants d'eau chaude s'avanceraient, de l'équateur vers les pôles, dans les directions nord-ouest et sud-ouest, et des courants sous-marins, touchant de temps en temps à la surface, s'avanceraient, des pôles vers l'équateur, dans la direction nord-est et sud-est.

C'est encore ici que le continent d'Asie modifie les phénomènes. Le courant austral, venant du pôle, ne cesse pas d'exister : il entre dans l'océan Indien en longeant la côte occidentale de l'Australie. Le courant équatorial passe par le détroit de Mozambique en longeant l'île de Madagascar ; mais, au nord du 5e degré de latitude sud, on ne trouve plus de courants proprement dits. On y observe des courants qui n'appartiennent plus au grand système de circulation, mais qui suivent les vents périodiques, comme dans la mer de Chine.

On trouvera de plus amples explications à ce sujet en lisant les remarques scientifiques sur les courants de l'atmosphère et de la mer dans l'ouvrage *Het Universeel Extract Journaal met verklaring,* publié par M. le professeur Buys-Ballot, directeur en chef de l'Institut Royal Météorologique des Pays-Bas.

Documents et remarques générales. — Dans ces circonstances, il était indispensable d'examiner la route avec le plus grand soin, et déjà, en 1858, M. le directeur de la Section maritime, J. van Gogh, a commencé à s'en occuper.

Les données qui ont servi aux recherches sont fournies par 371 voyages, divisés ainsi :

	Janvier.	Février.	Mars.	Avril.	Mai.	Juin.	Juillet.	Août.	Septembre.	Octobre.	Novembre.	Décembre.
Nombre de voyages..	38	47	48	24	20	32	32	23	21	14	25	33

Ce sont, pour la plupart, des voyages de navires à voiles hollandais, anglais ou américains. Les documents ont été rassemblés par la Section maritime, et ont fait acquérir une connaissance exacte des vents régnants et des calmes, ainsi que de la direction des courants, pendant toute l'année. Ils ont conduit aux directions suivantes et à la composition des planches.

On y verra qu'il est possible d'avoir l'avantage du vent et des courants, à chaque voyage, depuis Aden jusqu'au détroit de la Sonde, dans tous les mois, sauf depuis novembre jusqu'en mars. Pendant ces derniers mois, on sera obligé de longer la côte de Sumatra, en ayant le vent en proue depuis le détroit de la Sonde jusqu'au nord de l'équateur.

Tableau des vents de l'océan Indien. — Les nombres du tableau qui suit (¹) expriment combien de fois, entre chaque degré de latitude, on trouve chaque vent pour cent observations de huit heures. Ainsi l'on a, par exemple, au mois de janvier, entre 5 et 10 degrés de latitude nord et 80 et 90 degrés de longitude est, 72 fois sur 100 des vents entre le nord et l'est, 12 sur 100 entre l'est et le sud, 7 sur 100 entre le sud et l'ouest, 7 sur 100 entre l'ouest et le nord, et 2 sur 100 de calmes; donc nous voyons qu'en janvier les vents du nord-est règnent dans ces parages.

(¹) Ce tableau est une réduction de celui que donne l'auteur. Nous l'avons résumé sur les cartes (*fig.* 1 et 2), en marquant par des flèches les vents qui règnent le plus souvent, en juillet (*fig.* 1) et en février (*fig.* 2), et en donnant à ces flèches une longueur proportionnelle au nombre de fois que souffle le vent. (R.)

Tableau des vents de l'océan Indien entre le 10° degré de latitude sud et le 10° degré de latitude nord.

VENTS.	Janvier.	Février.	Mars.	Avril.	Mai.	Juin.	Juillet.	Aoùt.	Sept.	Octobre.	Novemb.	Décemb.
	ENTRE LE 80° ET LE 90° DEGRÉ DE LONGITUDE ORIENTALE.											
10												
NE.	72	76	58	25	4	1	1	1	1	16	31	47
SE.	12	11	19	29	14	7	4	13	3	15	20	20
SO.	7	5	7	31	64	78	76	74	81	49	22	10
NO.	7	6	12	11	16	11	18	11	14	18	21	20
Calme.	2	2	4	4	2	3	1	1	1	2	6	3
5												
NE.	54	53	40	16	3	″	″	″	4	8	16	46
SE.	12	14	17	21	16	25	16	19	17	8	10	8
SO.	11	7	10	33	49	59	65	56	58	48	35	26
NO.	21	22	23	24	25	15	17	22	20	35	35	19
Calme.	2	4	10	6	7	1	2	3	1	1	4	1
0												
NE.	15	18	14	10	12	3	6	7	20	11	6	7
SE.	11	9	18	25	33	47	39	39	41	35	16	13
SO.	26	24	18	22	26	27	33	37	22	26	34	26
NO.	31	38	35	30	16	9	16	10	12	19	31	33
Calme.	17	11	15	13	13	14	6	7	5	9	13	21
5												
NE.	4	6	12	25	10	10	12	14	16	24	24	9
SE.	35	19	25	40	72	67	73	76	69	65	38	20
SO.	25	33	26	13	8	14	7	7	7	6	9	22
NO.	22	26	24	13	5	4	7	3	7	4	23	35
Calme.	14	16	13	9	5	5	1	″	1	1	6	14
10												

VENTS.	Janvier.	Février.	Mars.	Avril.	Mai.	Juin.	Juillet.	Aoùt.	Sept.	Octobre.	Novemb.	Décemb.
	ENTRE LE 90° ET LE 100° DEGRÉ DE LONGITUDE ORIENTALE.											
10												
NE.	66	65	64	24	4	1	5	6	2	21	48	72
SE.	12	8	11	22	12	17	18	14	11	16	22	12
SO.	4	3	7	22	67	71	68	63	56	33	9	2
NO.	15	20	12	24	11	10	8	11	27	26	16	13
Calme.	3	4	6	8	6	1	1	6	4	4	5	1
5												
NE.	34	28	27	11	5	4	8	5	3	11	15	22
SE.	11	9	18	16	18	23	18	14	16	21	15	13
SO.	17	19	17	42	51	58	46	54	62	29	27	16
NO.	31	31	23	23	20	10	20	16	13	31	38	36
Calme.	7	13	15	8	6	5	8	11	6	8	5	13
0												
NE.	10	7	12	8	19	16	9	11	8	13	14	10
SE.	15	13	16	21	29	31	14	22	23	24	13	23
SO.	18	29	23	27	21	27	29	32	37	25	26	27
NO.	39	41	38	29	16	16	38	29	28	26	29	28
Calme.	18	10	11	15	15	10	10	6	4	12	18	12
5												
NE.	12	4	11	14	10	11	13	10	6	9	7	9
SE.	38	17	37	51	68	70	65	81	80	79	70	44
SO.	10	27	15	11	10	7	5	4	5	5	7	22
NO.	23	37	31	19	7	8	10	3	9	4	8	8
Calme.	17	15	6	5	5	4	7	2	″	3	8	17
10												

Figure 1. *Route des navires à vapeur, aux mois de juillet et d'août, d'Aden au détroit de la Sonde.* — En juillet et août, la mousson sud-ouest règne, de sorte que la route à suivre reste la

Fig. 1.

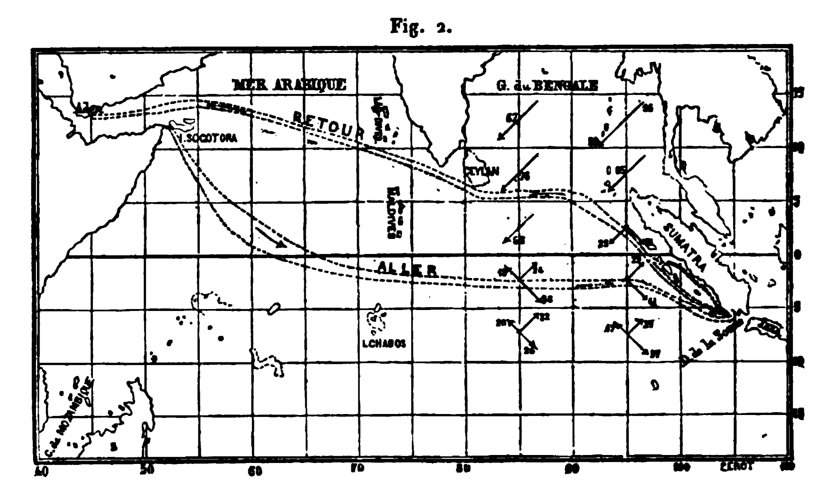
même que pour les mois précédents d'avril, de mai et de juin. « Route presque en ligne droite vers le détroit de la Sonde, en passant entre les îles Maldives et Laquedives. »

Du détroit de la Sonde à Aden. — Le vent alizé sud-est s'étend, aux mois de juillet et d'août, à peu près jusqu'à l'équateur, de sorte que les navires à vapeur peuvent prendre la route au nord de l'archipel Chagos et atteindre ainsi la mousson sud-ouest, pour entrer avec cette mousson dans le golfe d'Aden, en passant entre Socotora et la côte d'Afrique.

Figure 2. *Route des navires à vapeur, aux mois de novembre, décembre, janvier et février, d'Aden au détroit de la Sonde.* — Pendant ces mois, la mousson nord-est règne dans la partie septentrionale de l'océan Indien. La recherche des meilleures routes dans ces mois nous a démontré qu'on doit profiter de la circonstance que la zone des calmes s'est déplacée au sud contre l'équateur, depuis le méridien de l'île Maurice jusque près de Sumatra. La meilleure route sera donc de rechercher la zone des calmes, en passant entre Socotora et le cap Guardafui, et de mettre le cap vers Engano, en passant entre les îles Maldives et l'archipel Chagos.

Du détroit de la Sonde à Aden. — En retournant à Aden, il faut tâcher d'atteindre, aussi vite que possible, la mousson nord-est, qui règne pendant ces mois dans le golfe du Bengale, ce qui se fera le plus facilement en longeant la côte de Sumatra, parce que la mer y est moins mauvaise et le vent moins fort. Les circonstances indiqueront si l'on doit choisir la route à l'ouest ou à l'est des îles

Fig. 2.



Mentawie (situées près de la côte sud-ouest de Sumatra). Quand on a atteint la mousson nord-est, au nord de l'équateur, on prend la route au sud de Ceylan et au nord de Minicoy (située entre les Maldives et les Laquedives), vers le golfe d'Aden [1].

Courants. — La connaissance des courants a été obtenue en marquant sur la carte la différence entre la position observée et la position estimée, extraite des livres de loch des navires ; c'est ainsi que l'on a déduit la direction générale des courants pour chaque saison. Cette recherche nous a démontré que les courants sont dirigés totalement par les vents, quand même ce vent n'a duré que quelques jours.

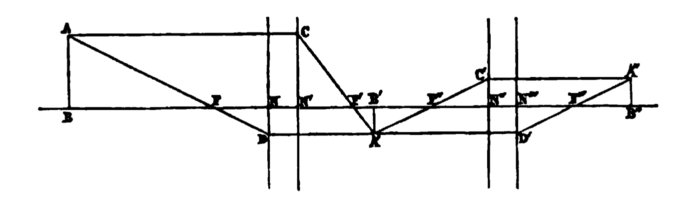
Dans tout l'océan Indien, lorsque les navires à vapeur ont le vent favorable, on peut être certain qu'ils ont aussi l'avantage du courant ; le courant est plus fort à mesure que le vent augmente et qu'il est de plus longue durée.

[1] Trois autres cartes indiquent la route à suivre pendant les deux autres mois de l'année. Elles sont construites d'après les mêmes principes.

SUR LE GROSSISSEMENT DES INSTRUMENTS D'OPTIQUE;

PAR M. J. MOUTIER.

On doit à Gauss la théorie de la formation des images dans le cas des lentilles épaisses; les travaux de Gauss, complétés par les recherches de M. Listing, ont été exposés par MM. Adolphe Martin (1) et Gavarret (2) au moyen de considérations géométriques fort simples qui rendent l'application de la théorie de Gauss très-facile. Cette méthode conduit aisément à l'expression générale des grossissements linéaire et angulaire de l'image fournie par un système de deux lentilles d'épaisseur quelconque.



Considérons par exemple deux lentilles convergentes. Soient N, N′ les nœuds de la première lentille, F, F′ les foyers principaux de cette lentille situés à une distance du nœud voisin égale à la distance focale principale f, $FN = F'N' = f$; soient de même N″, N‴ les nœuds de la seconde lentille, F″, F‴ ses foyers principaux, f' sa distance focale principale, $N''F'' = N'''F''' = f'$.

Supposons l'objet lumineux AB situé au delà du foyer F par rapport à la première lentille. Pour obtenir l'image de cet objet fournie par la première lentille, il suffit de mener par le point A deux rayons lumineux, l'un parallèle à l'axe de la lentille, l'autre passant par le foyer F : le premier rayon rencontre le second plan nodal en C et se réfracte au sortir de la lentille suivant CF′; le second rayon rencontre le premier plan nodal en D et se réfracte au

(1) *Interprétation géométrique et continuation de la théorie des lentilles de Gauss; Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. X, p. 385.

(2) *Des images par réflexion et par réfraction.*

sortir de la lentille parallèlement à l'axe de la lentille. La première lentille donne en A′B′ l'image réelle de l'objet, dans le cas considéré. Si l'on suppose cette image située au delà du foyer F″ par rapport à la seconde lentille, on obtiendra par la même construction l'image A″B″ de l'objet lumineux A′B′ fournie par la seconde lentille. La construction précédente est d'ailleurs générale.

Grossissement linéaire. — Posons pour abréger

$$AB = h,\quad A'B' = h',\quad A''B'' = h'',$$
$$BF = x,\quad B'F' = x',\quad B''F'' = x'',\quad B''F''' = x''',$$
$$F'F'' = l,\quad N'N'' = D.$$

Le grossissement linéaire a pour valeur

$$g = \frac{h''}{h} = \frac{h''}{h'} \times \frac{h'}{h}.$$

La figure donne

$$\frac{h''}{h'} = \frac{h''}{D'N'''} = \frac{x'''}{f'},$$
$$\frac{h'}{h} = \frac{h'}{CN'} = \frac{x'}{f},$$

par suite

$$g = \frac{x'''}{f'} \times \frac{x'}{f}.$$

D'ailleurs

$$x' = l - x'',\quad x''x''' = f'^2,$$
$$g = \frac{x'''l - f'^2}{ff'};$$

dans le cas de la figure

$$l = D - f - f'.$$

La construction précédente est générale et la formule s'applique aux oculaires composés.

Dans l'oculaire positif ou de Ramsden, la première lentille NN′ fournit une image virtuelle A′B′ de l'objet AB placé entre la lentille et le foyer principal F; la seconde lentille N″N‴ donne également une image virtuelle A″B″ de l'objet A′B′ placé entre cette lentille et

son foyer principal F'', de sorte que la distance $F'F''$ est comptée en sens contraire. La formule précédente reste la même, en changeant le signe de l,

$$l = f + f' - D;$$

x''' représente la distance de la dernière image au foyer F''', lorsque cette image est à une distance de l'œil égale à celle de la vision distincte.

Dans l'oculaire négatif ou de Huyghens, la première lentille NN', placée entre l'objectif de l'instrument et l'image réelle que donnerait cet objectif si l'oculaire n'existait pas, donne une image réelle A'B'; cette image est vue avec la seconde lentille faisant fonction de loupe, de sorte que A'B' se trouve entre cette lentille et son foyer F''; la distance $F'F''$ doit être comptée comme dans l'oculaire précédent, l et g conservent les mêmes valeurs.

Grossissement angulaire. — Si l'on désigne par ω, ω' les angles AFB, $A''F'''B''$ sous lesquels l'œil verrait l'objet et la seconde image en se plaçant successivement aux points F, F''', on a

$$\tan g\omega = \frac{ND}{FN} = \frac{h'}{f},$$

$$\tan g\omega' = \frac{N''D'}{F''N''} = \frac{h'}{f'},$$

d'où

$$\frac{\tan g\omega'}{\tan g\omega} = \frac{f}{f'}.$$

Ainsi, d'une manière générale, *le rapport des diamètres apparents de la seconde image vue du foyer* F''' *et de l'objet vu du foyer* F *est égal au rapport des distances focales des deux lentilles.*

Dans la lunette astronomique, le grossissement est donc rigoureusement le rapport des distances focales des deux verres lorsque l'œil est placé au second foyer F''' de l'oculaire; en réalité, l'œil est placé au point oculaire. Ce point est le foyer du point N' donné par l'oculaire : la distance de ce point au foyer F''' est donc $\frac{f'^2}{N'F''}$, et comme la distance focale de l'oculaire est faible par rapport à la distance

des deux verres, le point oculaire ne diffère pas sensiblement du foyer F''', et l'angle sous lequel on voit l'image du point oculaire ne diffère pas sensiblement de ω'.

Dans la lunette de Galilée, il n'y a pas d'anneau oculaire; si l'œil est placé au second foyer F''' de l'oculaire, le grossissement de la lunette est encore le rapport des distances focales des deux verres.

CLAUSIUS. — Ueber den Zusammenhang des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie mit dem Hamilton'schen Princip (Sur la connexion du deuxième principe fondamental de la théorie mécanique de la chaleur avec le principe d'Hamilton); *Annales de Poggendorff*, CXLVI, 585; août 1872.

Dans ce nouveau Mémoire, M. Clausius attaque la démonstration donnée par M. Szily (¹) de la deuxième loi de la Théorie mécanique de la chaleur. M. Szily prétend en effet que l'équation

$$\delta L = \sum \frac{m}{2}\,\delta(v^2) + \sum m v^2 \delta(\log i),$$

à laquelle parvient M. Clausius dans le Mémoire que j'ai analysé plus haut (²), peut se déduire du principe d'Hamilton. M. Clausius soutient que cela est impossible, puisque son équation est plus générale que celle d'Hamilton. Il ne nie en aucune façon la parenté qui existe entre les deux équations, parenté qu'il a signalée lui-même (³) et que Boltzmann (⁴) avait remarquée avant lui; mais il croit que M. Szily s'est laissé tromper par une ressemblance qui au fond n'est pas complète.

M. Clausius entre à ce sujet dans une discussion intéressante sur le degré de généralité de chacune des trois équations suivantes: 1° son équation; 2° l'équation d'Hamilton; 3° l'équation qui traduit le principe de la moindre action.

Ce principe de la moindre action peut être énoncé de la manière suivante :

(¹) *Voir* le présent Journal, t. I, p. 339.
(²) *Voir* le présent Journal, t. I, p. 72.
(³) *Pogg. Ann.*, CXLII, 450.
(⁴) *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, LIII.

« Lorsque le principe des forces vives est applicable à un système de points matériels libres ou liés entre eux et sollicités par des forces données, le mouvement du système est tel que la somme des quantités de mouvement des divers corps multipliées par les éléments des trajectoires respectives a, entre deux positions quelconques du système, une intégrale minimum; c'est-à-dire que l'intégrale dont il s'agit est moindre dans le mouvement réel que dans le mouvement nouveau qui aurait lieu si, rendant le premier mouvement impossible par l'introduction de liaisons nouvelles, on obligeait les corps à suivre, sous l'action des mêmes forces, des trajectoires infiniment voisines des premières, pour passer de la première position à la deuxième, tout en laissant subsister l'équation des forces vives et en conservant la valeur de la constante qui exprime la différence entre la demi-somme des forces vives et la fonction des forces. Il peut arriver cependant que le minimum cesse d'avoir lieu dès que l'intervalle de temps auquel se rapporte l'intégrale atteint ou dépasse une certaine limite.

» Comme la quantité de mouvement est le produit de la masse par la vitesse et que l'élément de trajectoire est le produit de la vitesse par l'élément du temps, si l'on désigne par T la somme des forces vives des divers corps et par t le temps, l'intégrale dont il s'agit a pour valeur

$$V = \int_{t_0}^{t_1} T\,dt,$$

t_0 et t_1 étant les valeurs du temps t qui répondent à deux positions successives du système; et l'équation qui traduit le principe de la moindre action est

$$\delta V = 0,$$

δ étant la *caractéristique des variations* [1]. »

Je ne rapporterai pas ici la démonstration de ce principe. Le lecteur voudra bien se reporter au Mémoire de M. Serret sur le principe de la moindre action, Mémoire auquel j'ai emprunté l'énoncé qui précède. Dans cet énoncé sont mentionnées deux restrictions : pour que le principe soit applicable, la fonction des forces

---

[1] Serret : Mémoire sur le principe de la moindre action; *Bulletin des Sciences mathématiques* de MM. Darboux et Hoüel, t. II, p. 97.

doit être restée la même, et en outre la constante qui exprime la différence entre la demi-somme des forces vives et la fonction des forces, c'est-à-dire l'énergie, doit, elle aussi, avoir conservé la même valeur.

L'équation d'Hamilton a été de même établie dans la supposition que la fonction des forces est une fonction invariable, mais l'énergie peut changer ([1]). L'équation d'Hamilton est donc plus générale que l'équation par laquelle on traduit ordinairement le principe de la moindre action.

Enfin l'équation de Clausius admet, non-seulement un changement de l'énergie, mais aussi un changement de la fonction des forces.

Reportons-nous, en effet, à l'équation

$$\overline{-(X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)} = \frac{m}{2}\delta\overline{v^2} + m\overline{v^2}\delta(\log i),$$

t. I, p. 74, où les barres horizontales indiquent les moyennes ([2]).

Après avoir établi cette équation pour un point unique, nous sommes passés à la considération d'un système de points matériels en nombre extrêmement considérable, ayant des mouvements semblables, mais avec des phases différentes, et nous avons ajouté : « Si l'on désigne par δL la somme des travaux provenant pour le système entier du passage du mouvement primitif au mouvement modifié, on aura, *dans tous les cas,* en étendant les sommations à tous les points du système

$$\delta L = \sum \frac{m}{2}\delta(v^2) + \sum m v^2 \delta(\log i). \text{ »}$$

Soit, en effet, pour un point (x, y, z) du système, $-$ U la fonction des forces ; supposons que, dans le mouvement modifié, U devienne $U + \mu V$, μ étant un facteur constant infiniment petit, la variation

---

([1]) *Voir* t. I, p. 341.

([2]) Les moyennes, dans le Mémoire auquel je renvoie (t. I, p. 72 et suiv.), ont été, à tort, désignées à l'impression par des lettres romaines. Pour éviter toute confusion, se reporter à l'erratum.

du travail des forces agissant sur le point considéré sera

$$\delta\overline{U} + \mu(\overline{V} - V).$$

La quantité $\mu(\overline{V} - V)$ n'est pas, en général, égale à zéro; mais si nous voulons former la valeur moyenne de cette quantité pour tous les points du système, nous devons mettre pour V sa valeur moyenne $\overline{V}$, et nous avons simplement

$$\delta L = \delta\overline{V};$$

or

$$\delta\overline{U} = -\overline{(X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)};$$

on a donc bien l'équation

$$\delta L = \sum \frac{m}{2}\delta(v^2) + \sum m v^2 \delta(\log i).$$

Quand on ne considère pas une infinité de points matériels, de telle sorte que V ait à un instant donné toutes les valeurs possibles, sans en affecter aucune de préférence, et que l'on se borne à la considération d'un seul point, il peut encore se faire que δL se réduise à δV; cela arrivera si l'on suppose que la variation de la fonction des forces se produise régulièrement pendant une révolution entière du point en mouvement. Mais je ne m'arrêterai pas à ce cas examiné en détail par M. Clausius, le seul cas réellement important dans la pratique étant celui d'un système de points matériels en nombre extrêmement considérable, puisque c'est ainsi que nous nous figurons tous les corps; et nous venons de voir que, dans ce cas, non-seulement l'énergie, mais la fonction des forces elle-même peut changer sans que l'équation cesse d'être vraie.

Cette dernière généralisation est absolument nécessaire pour l'application de l'équation mécanique à la théorie de la chaleur, parce que dans les changements d'état d'un corps que l'on doit y considérer interviennent des changements des forces agissantes, qui sont indépendants des changements d'espace et qui ne peuvent être représentés par une fonction des forces de forme invariable.

VIOLLE.

MACH. — Die Stroboskopische Untersuchung tönnender Körper, etc. (De l'étude des vibrations des corps au moyen de l'éclairage intermittent); *Wiener akademischers Anzeiger*, 1870, n[os] 1 et 3; *Optisch-akusische Versuche;* Prague, 1873.

On connaît les expériences intéressantes de M. Plateau (¹) sur l'observation des corps animés d'un mouvement périodique à travers les fentes d'un disque auquel on communique un mouvement rapide de rotation. On voit ainsi le corps en mouvement comme s'il était absolument immobile, pourvu que la vitesse de rotation du disque soit telle que le corps examiné soit vu constamment dans la même phase de son mouvement. La persistance des impressions lumineuses sur la rétine donne alors la sensation d'une image parfaitement continue et immobile. Si la vitesse est un peu supérieure ou inférieure à celle que nous venons de considérer, le mouvement périodique du corps paraît s'exécuter lentement dans le même sens que celui du mouvement réel des corps dans le premier cas, en sens inverse dans le second. C'est sur ce principe qu'est basé le phénakisticope de M. Plateau (²).

Divers travaux ont été faits sur ce sujet depuis la publication du Mémoire original de M. Plateau. Parmi ceux qui ont paru dans ces derniers temps, je signalerai aux physiciens ceux que M. Mach a communiqués à l'Académie des Sciences de Vienne, et résumés dans un petit volume récemment publié (³). L'une des difficultés de ces expériences consiste à régler la période qui sépare les deux instants consécutifs auxquels le corps vibrant est rendu visible, de manière à la rendre sensiblement égale à la durée de la vibration à examiner. Cependant on connaît des cas où ce réglage se fait automatiquement.

(¹) Plateau, *Correspondance mathém. et phys. de l'Observatoire de Bruxelles*, 1832.

(²) Plateau, Sur un nouveau moyen de déterminer la vitesse et les particularités d'un mouvement périodique très-rapide; *Bulletin de l'Académie de Belgique*, III, 364; 1836. — *Pogg. Ann.*, XII, 647. — *Annales de Chimie et de Physique*, LIII, 304.

(³) Stampfer, *Die Stroboskopischen Scheiben* (*Pogg. Ann.*, XXIX, 189, et XXXII, 636; 1833. — Doppler, *Abhandlungen der Kön. böhm. Gesellschaft der Wissenschaften*, V Folge, 3 Band, S. 779. — Müller, *Stroboskopischen Scheiben*, *Pogg. Ann.*, LXVII, S. 271. — Neumann, *Wiener akademischer Anzeiger*, 1870, n° 3. — Horner, *Dädaleum*, *Pogg. Ann.*, XXXII, 650. — Savart, *Annales de Chimie et de Physique*, t. LIII. — Billet-Sélis, *Id.*, 3e série, t. XXXI, p. 326, etc.

Un tube à gaz raréfiés, rendu lumineux par l'étincelle d'une bobine d'induction, fait apparaître immobile l'interrupteur de Foucault ou le trembleur à marteau que la bobine actionne. En effet, l'interrupteur est toujours éclairé dans la même phase de sa vibration. Je me sers depuis longtemps de ce mode d'éclairage pour démontrer la théorie de ce genre de phénomènes, et pour donner à un disque, à secteurs blancs et noirs, animé d'un mouvement de rotation, l'apparence d'un disque immobile ou tournant lentement dans un sens ou dans l'autre. Il suffit de régler par tâtonnements la vitesse du disque pour obtenir le résultat cherché. Second exemple : la lumière solaire, concentrée au foyer d'une lentille convergente, est reçue sur un disque à fentes animé d'un mouvement de rotation. Le faisceau divergent de lumière intermittente qui traverse les fentes, étant renvoyé sur la face postérieure du disque au moyen d'un miroir plan, les fentes paraissent absolument immobiles, et d'autant plus nettes que le rapport de la largeur des fentes à l'intervalle qui les sépare est plus petit. L'influence de ce rapport est rendue évidente si l'on fait usage de fentes ayant la forme de triangles isoscèles à bases très-petites, dont les hauteurs sont dirigées suivant les rayons du disque. Cette forme adoptée aujourd'hui permet de faire varier le rapport de la durée de l'éclairage à celle de l'éclipse dans des limites assez étendues. Si, sur la face postérieure d'un tel disque, on fixe des images représentant les phases équidistantes des vibrations d'un corps élastique, en nombre égal à celui des fentes, on peut montrer facilement à un nombreux auditoire les mouvements théoriques d'un corps vibrant.

M. Mach éclaire le corps vibrant avec une lumière dont la période d'intermittence est égale à celle de la vibration du corps; celui-ci est vu ainsi à l'état de repos parfait. Il emploie dans ce but un diapason interrupteur disposé horizontalement; sa branche supérieure porte un écran muni d'une fente horizontale très-étroite. Le diapason étant en repos, on le dispose de manière que la fente de l'écran corresponde exactement à la petite onverture circulaire d'un écran fixe, sur laquelle on concentre les rayons solaires au moyen d'une lentille convergente. Un faisceau intense de lumière divergente traverse donc les deux écrans; mais si l'on met le diapason interrupteur en vibration au moyen d'un courant électrique, le faisceau est rendu intermittent. Vu à cette lumière, un diapason

électrique actionné par l'interrupteur paraîtra absolument immobile et simple, s'il est accordé à l'octave aiguë de l'interrupteur ou à l'une des octaves supérieures. L'interrupteur donne en effet deux illuminations à chaque oscillation. Si le diapason observé était à l'unisson de l'interrupteur, il serait éclairé deux fois à chaque oscillation, et paraîtrait immobile dans deux positions à la fois, à moins que la différence de phase de l'interrupteur et du diapason fût égale à zéro.

Si, au lieu d'un diapason électrique, on place dans le faisceau de lumière un diapason ordinaire accordé exactement à l'octave supérieure de l'interrupteur, on le verra aussi immobile dans la phase de vibration où l'a laissé le coup d'archet; mais si, au moyen d'un curseur placé sur l'une des branches du diapason, on modifie légèrement l'accord, on voit le diapason osciller avec lenteur. On obtient les mêmes résultats avec des cordes, des cloches, etc., accordées dans le voisinage de l'octave aiguë de l'interrupteur.

On peut réaliser ces expériences, à défaut d'interrupteur, en recevant le cône convergent de lumière solaire sur le simple disque à fentes auquel on communiquera par tâtonnements une vitesse convenable, jusqu'à ce que l'on ait obtenu le résultat voulu. La projection sur un écran de l'ombre du diapason vibrant permet de rendre ces expériences visibles à un grand nombre de personnes. On peut aussi faire avec cette disposition des expériences variées : une bille d'ivoire, tombant librement dans le faisceau divergent, donne une série d'images fixes dont l'écartement croît avec la distance au point de départ, et rend ainsi visible l'accroissement de la vitesse dans la chute libre des corps. On peut faire des expériences analogues au moyen d'un pendule.

M. Mach a observé par cette méthode les mouvements de l'oreille humaine sur le vivant ou sur une préparation anatomique en la faisant vibrer au moyen d'un son convenable, et en l'éclairant au moyen d'un spéculum spécial dans lequel on dirigeait la lumière intermittente. Ces observations, non encore publiées, ont été faites par M. Mach et le docteur Kessel, soit à la vue simple, soit au moyen du microscope.

Un autre mode d'éclairage intermittent a été employé par M. Mach. Il consiste dans l'emploi d'un brûleur de M. Kœnig; mais, l'éclairage ainsi obtenu étant trop faible, M. Mach remplace

le petit bec du brûleur par un tambour percé de cinq à six ouvertures. Si la capsule de ce brûleur est montée sur le nœud du son fondamental d'un tuyau, on obtient une flamme vibrante qui immobilise les corps accordés à l'unisson du tuyau. M. Mach donne à cette expérience une forme très-élégante : la capsule du brûleur précédent est montée sur un pavillon ou entonnoir en face duquel on donne avec la voix une note déterminée. Si l'on éclaire un corps vibrant par la flamme de ce brûleur, on pourra, en donnant d'une manière soutenue une note à l'unisson de celle que rend le corps vibrant, l'observer immobile à la lueur du brûleur. Si l'on ne donne pas exactement l'unisson, le corps paraîtra animé d'un mouvement plus ou moins lent, selon que la note donnée se rapprochera plus ou moins de l'unisson.

On peut aussi, dans bien des cas, faire usage du principe inverse, des éclipses intermittentes. Le diapason interrupteur porte à cet effet une lame de verre sur laquelle est tracé un trait à l'encre de Chine. Dans la position d'équilibre du diapason, ce trait occulte l'ouverture lumineuse. Si l'on fait vibrer le diapason, et que l'on éclaire avec la lumière obtenue une corde vibrante argentée, vue sur un fond noir, on aperçoit dans le champ brillant de la vibration une image noire de la corde qui exécute lentement ses oscillations ou qui reste immobile, selon que le diapason interrupteur est dans le voisinage de l'octave grave du son de la corde, ou est accordé exactement à cette même octave (expériences du docteur Neumann).

A. Crova.

E. HAGENBACH. — Ueber Polarisation und Farbe des von der Atmosphäre reflectirten Lichts (Sur la polarisation et la couleur de la lumière réfléchie par l'atmosphère); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 77; 1873.

On observe la couleur bleue du ciel dans la direction des objets terrestres très-éloignés qui n'envoient à l'œil que peu de lumière, comme les montagnes couvertes de bois sombres. Cette lumière bleue a la même origine que la lumière venant du ciel découvert; l'auteur a vérifié qu'elle est, comme l'autre, polarisée dans le plan qui contient l'observateur et le centre du Soleil, et que le maximum de polarisation se trouve aussi à 90 degrés de l'astre. Il tire de cette

observation une conséquence curieuse : c'est qu'il suffira d'adapter un Nicol à une lunette terrestre pour distinguer nettement les objets très-éloignés, qu'on n'aperçoit d'ordinaire que d'une manière confuse et dans des circonstances atmosphériques particulières; on tournera le Nicol jusqu'à ce que le champ de vision soit le plus sombre possible; alors l'œil, n'étant plus aveuglé par la lumière bleue réfléchie, conservera toute sa sensibilité pour la lumière transmise, sur laquelle le Nicol est sans action, puisqu'elle n'est pas polarisée.

L'auteur rappelle ensuite les diverses hypothèses proposées pour expliquer la couleur et la polarisation de la lumière atmosphérique: 1° la réflexion aurait lieu sur les particules solides en suspension dans l'atmosphère; 2° cette réflexion serait produite sur des vésicules minces d'eau liquide provenant de la condensation des vapeurs atmosphériques [c'est l'explication admise habituellement, et l'auteur paraît ignorer les beaux travaux de Clausius ([1]) qui expliquent d'une manière si nette la plupart des circonstances du phénomène]; 3° la réflexion s'opérerait à la surface de séparation de couches d'air de densités différentes. Hagenbach admet cette dernière hypothèse, mais sans indiquer de faits nouveaux bien saillants, et sans entrer dans aucun développement mathématique. Il n'y a donc pas lieu d'abandonner la théorie de Clausius. Rien ne s'oppose d'ailleurs à ce que l'on admette que la réflexion sur les couches d'air, invoquée par l'auteur, vienne modifier le phénomène dans un assez grand nombre de cas.

E. Bouty.

IL NUOVO CIMENTO.

[2e SÉRIE; de janvier à décembre 1872 (suite) ([2])].

ROSSETTI. — Usage de la machine de Holtz dans certaines recherches électrométriques sur les condensateurs électriques, p. 407, t. V-VI, et p. 22, t. VII-VIII.

Dans ces deux Mémoires, qui sont seulement une entrée en matière, l'auteur montre que la machine de Holtz fournit toujours la

([1]) *Voir* Verdet, *Conférences de Physique faites à l'École Normale.*

([2]) Les numéros de septembre et d'octobre ont paru au mois de décembre; les numéros de novembre et de décembre ne nous sont pas parvenus au moment de mettre sous presse.

même quantité d'électricité quand on maintient constants le degré hygrométrique, la vitesse de rotation du disque et la distance explosive. La vitesse de rotation peut même éprouver de légères variations sans inconvénient. Quant aux distances explosives, quand elles sont faibles et inférieures à 8 millimètres, elles sont proportionnelles au nombre des tours nécessaires pour produire un nombre déterminé d'étincelles, ou, ce qui revient à peu près au même, les tensions étant alors trop faibles, aux quantités d'électricité développées.

Les expériences sur les condensateurs, à peine abordées dans ces Mémoires, feront l'objet d'un nouveau travail.

UZIELLI. — Sur un nouveau goniomètre, p. 51, t. VII-VIII.

Fondé sur l'étude des déviations successives d'un rayon lumineux qui pénètre dans un prisme de verre.

DONNINI. — Sur un point fondamental de la Thermodynamique, p. 56 et 104.

Courte étude sur la fonction de Carnot.

UZIELLI. — Baromètre hypsométrique à valvule, p. 98.

L'auteur s'est proposé de construire un baromètre qui, rempli à froid, puisse indiquer à l'observateur s'il n'y reste pas une bulle d'air propre à fausser la lecture. Il ménage pour cela vers le sommet du baromètre, et à l'aide d'un rétrécissement du tube, une petite chambre fermée à sa partie inférieure par une espèce de valvule qui laisse passer le mercure lorsqu'on soulève lentement le tube rempli au préalable, et qui l'arrête lorsque le soulèvement est brusque. Dans ce cas, l'air, s'il y en a, reste dans la chambre close, et au-dessous de la valvule le vide existe. Si la hauteur qu'on lit alors est la même que lorsque la chambre barométrique et la chambre close communiquent ensemble, c'est qu'il n'y a pas d'air, et les lectures sont bonnes.

DONATI. — Observations spectroscopiques de taches solaires faites à Florence, p. 117.

L'auteur a vu un jour, en regardant une tache solaire avec un spectroscope à 25 prismes, la raie C qui, d'ordinaire est obscure, être accompagnée d'une petite raie rouge un peu plus réfrangible.

RIGHI. — Description d'un électromètre à induction, p. 123.

Une corde de caoutchouc, animée d'un mouvement de rotation, est munie d'une série d'anneaux de laiton qui, chargés par influence en un point de leur parcours, viennent se décharger en un autre au contact d'un conducteur fixe.

E. VILLARI. — Sur la composition optique des mouvements vibratoires de deux ou plusieurs diapasons oscillant dans des plans parallèles ou perpendiculaires, p. 14.

L'auteur répète les expériences de M. Lissajous en remplaçant l'écran fixe, sur lequel on reçoit l'image, par un écran mobile animé d'un mouvement de rotation très-rapide autour d'un axe perpendiculaire à la direction du rayon lumineux. Cet écran est un moulinet dont l'axe est dans le plan des ailes.

Quand les diapasons oscillent dans un plan parallèle à l'axe, on observe les lignes sinueuses bien connues. L'amplitude des sinuosités correspond à la somme algébrique des amplitudes des mouvements vibratoires. Si les diapasons sont parfaitement accordés, la grandeur du déplacement du rayon lumineux décroît peu à peu, jusqu'à ce que les oscillations s'éteignent; mais, si les diapasons donnent des battements, on voit ces battements se représenter optiquement par les décroissements et les accroissements périodiques des excursions du rayon lumineux qui frappe l'écran. Cette expérience nous semble fort intéressante.

Lorsque les diapasons oscillent dans deux plans, l'un dans un parallèle, l'autre dans un plan perpendiculaire à l'axe, on observe les figures de M. Lissajous, seulement chaque figure apparaît dans plusieurs plans, à cause du mouvement de rotation et à cause de la persistance des impressions; mais elle est rattachée à celle qui la précède et à celle qui la suit. Ainsi le cercle correspondant à l'accord parfait est remplacé par une hélice plus ou moins déormée.

ROITI. — Sur l'ascension des liquides dans les tubes capillaires, p. 181.

L'auteur essaye de soumettre au calcul les résultats des expériences de M. Decharme sur l'ascension spontanée des liquides dans les tubes capillaires, expériences qui sont, il me semble, trop complexes et trop peu analytiques pour que leur étude théorique

soit fructueuse. Lorsqu'un liquide monte dans un tube capillaire, la force active est la succion du ménisque qui dépend : de la tension superficielle du liquide, de la façon dont il mouille le tube, du diamètre de celui-ci, de son état plus ou moins grand de propreté, etc. Les résistances pendant le mouvement sont le poids de la colonne déjà soulevée, et le frottement des couches liquides les unes sur les autres et sur la couche, d'épaisseur variable avec chaque liquide, qui s'immobilise au contact des parois. Ce sont toutes ces influences que l'expérience doit d'abord séparer.

DE ECHER. — Sur le Mémoire du professeur Cantoni sur l'électrophore et la polarisation électrostatique, p. 205-225.

DUCLAUX.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du vendredi 14 *février* 1873.

M. Gernez décrit et répète diverses expériences imaginées par lui, dans le but de montrer l'influence de l'air sur le phénomène de l'ébullition.

M. Le Roux reproduit ensuite ses expériences sur l'induction péripolaire. L'auteur conclut qu'il n'y a lieu d'admettre, pour les phénomènes d'induction dont il s'agit, aucune exception à la loi de Lenz.

M. Lissajous répète une expérience par laquelle il fait produire à la flamme d'un bec de gaz un son comparable à celui d'un sifflet de locomotive. Le même physicien présente un appareil destiné à rendre facilement observable la propagation des ondes à la surface d'un liquide.

Séance du vendredi 28 *février* 1873.

M. Cornu décrit les expériences qu'il a faites pendant les années 1871 et 1872, pour déterminer la vitesse de la lumière par la méthode de M. Fizeau ; il indique les perfectionnements qu'il a cru devoir apporter au procédé original. Les appareils qui ont servi à ces expériences et les tracés graphiques qui en représentent les résultats sont mis sous les yeux de la Société.

M. Mascart indique ensuite une méthode expérimentale qui permet de vérifier, d'une manière simple, les lois relatives à la production de l'étincelle électrique.

Enfin M. Mascart présente quelques expériences destinées à montrer que l'étincelle, quand elle passe d'un milieu dans un autre, suit toujours la route qui offre le moins de résistance et se dévie en produisant un phénomène analogue à la réfraction de la lumière.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXVIII. — Février 1873.

A. Cazin. — *Détermination expérimentale de la quantité de magnétisme d'un aimant ou d'un électro-aimant rectiligne*, p. 145.

E. Edlung. — *Sur la nature de l'électricité*, p. 201.

De Jacobi. — *Réduction galvanique du fer sous l'influence d'un solénoïde électromagnétique puissant*, p. 252.

E. Sarrau. — *Observations relatives à l'analyse faite par M. de Saint-Venant des diverses manières de présenter la théorie des ondes lumineuses*, p. 266.

E. Amagat. — *Sur la compressibilité de l'air et de l'hydrogène à des températures élevées*, p. 274.

G. Quincke. — *Sur les couches liquides à la surface des substances solides*, p. 286.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLV. — Janvier 1873.

R. König. — *Flammes manométriques*, p. 1.

A.-M. Mayer. — *Pyromètre acoustique*, p. 18.

R. Moon. — *Définition de l'intensité dans les théories de la lumière et du son*, p. 38.

A. Stoletow. — *Sur la fonction, employée dans les calculs du magnétisme, étudiée dans le cas où le fer doux est soumis à de faibles forces décomposantes*, p. 40.

E. Hagenbach. — *Expériences sur la fluorescence*, p. 57.

4e série. — Tome XLIV. — Février 1873.

W.-M. Watts. — *Spectre de la flamme de Bessemer*, p. 81.

A.-M. Mayer. — *Détermination expérimentale des intensités relatives des sons et mesure du pouvoir avec lequel les différentes substances réfléchissent et transmettent les vibrations sonores*, p. 90.

R. Moon. — *Lois des pressions des gaz*, p. 100.

R. König. — *Flammes manométriques*, p. 105.

Olivier Heaviside. — *De la meilleure disposition à donner au pont de Wheatstone pour mesurer une résistance donnée avec un galvanomètre et une pile déterminés*, p. 114.

J.-A. Wanklyn. — *De la distillation fractionnée*, p. 129.

SUR L'ÉLECTRODYNAMIQUE ET L'INDUCTION

(FIN);

PAR M. A. POTIER.

§ IV. — *Résumé et applications.*

Ainsi que nous l'avons montré dans un premier article ([1]), l'action exercée par un système quelconque de courants (ou d'aimants) revient à connaître les surfaces V relatives à ce système, ou encore les valeurs de ε, ou la direction et le nombre des lignes de force en chaque point, et nous pourrons résumer ainsi les lois des actions électrodynamiques :

1° La force qui sollicite un élément de courant est perpendiculaire à cet élément, tangente à la surface V (ou normale à la ligne de force), et égale à $i\varepsilon\, ds \sin\beta$ (ε pouvant être remplacé par le nombre de lignes de force par unité de surface).

2° La force électromotrice résultant d'un mouvement de cet élément de courant est $i' \times$ la projection de la surface décrite sur la surface V, ou le nombre des lignes de force coupées par le courant. Cette dernière règle s'applique aussi bien à un circuit quelconque qu'à un élément.

3° La force qui sollicite une masse de fluide magnétique est normale aux surfaces V; un aimant très-petit se placerait normalement à ces surfaces, chaque pôle étant sollicité par une force égale à ε ou au nombre de lignes de force par unité de surface, multipliée par son magnétisme.

4° La force électromotrice induite dans le circuit Σ', par l'approche d'un pôle de magnétisme μ, est le produit de μ par la différence des angles sous lesquels le circuit est vu du pôle dans ses positions initiale et finale.

5° Si l'induction a lieu dans un circuit fermé, par une variation dans l'intensité du magnétisme des pôles ou des courants inducteurs, la force électromotrice induite sera donnée par l'accroissement du nombre des lignes de force traversant le circuit induit.

([1]) Même tome, p. 5.

Pour connaître la valeur de V en un point quelconque, il faudra multiplier le magnétisme (positif ou négatif) de chaque pôle par l'inverse de sa distance au point, multiplier l'intensité (positive ou négative, suivant le sens) de chaque circuit par l'angle sous lequel on le voit du point, et faire la somme de tous ces produits.

J'appliquerai ceci à un cas simple.

Soit un champ d'intensité constante, tel que le champ terrestre, ou celui qui est produit par deux électro-aimants à grandes armatures, et tel que la direction de la force (que je nommerai aussi *direction du champ*) et son intensité soient constantes dans un espace suffisamment grand. Les surfaces V sont alors parallèles, planes et équidistantes. Soit μ l'intensité du champ, c'est-à-dire la force qui solliciterait un pôle magnétique égal à l'unité. Les principes exposés ci-dessus donnent immédiatement :

α. L'élément ds de courant est sollicité par une force perpendiculaire à sa direction et à celle du champ, égale à $\mu i\, ds \sin\alpha$, α étant l'angle de ds avec la direction du champ.

β. Un courant plan fermé ne sera en équilibre que si son plan est normal à la direction du champ. Si A est sa surface, i son intensité, α l'angle de son plan avec la direction du champ, il est soumis à un couple dont le moment est $Ai\cos\alpha$, ce qui ressort immédiatement de la substitution d'une surface magnétique à ce courant.

γ. Si un arc s se déplace, la force électromotrice induite est $\mu \times$ la projection de la surface décrite par s sur un plan normal à la direction du champ.

δ. Si un courant fermé se déplace, la force électromotrice induite est $\mu \times$ la variation de sa projection. En particulier, si la partie mobile est une demi-circonférence tournant autour d'un diamètre perpendiculaire à la direction du champ, et décrivant un angle de 180 degrés, de manière que son plan initial et son plan final soient perpendiculaires à la direction du champ, $\pi\rho^2\mu$ sera la force électromotrice, ρ étant le rayon de la demi-circonférence. Si R est sa résistance, $\frac{\pi\rho^2\mu}{R}$ sera la quantité d'électricité qui passera dans le circuit dont ferait partie la demi-circonférence. Ces résultats ont été utilisés par Verdet, dans ses recherches sur la rotation du plan de polarisation; par Weber, pour la détermination absolue des résistances.

§ V. — *Exemples de vérifications expérimentales.*

Je terminerai en montrant que la méthode indiquée ci-dessus permet de simplifier la plupart des calculs qu'il est d'usage de présenter dans l'étude de l'électromagnétisme et de l'électrodynamique.

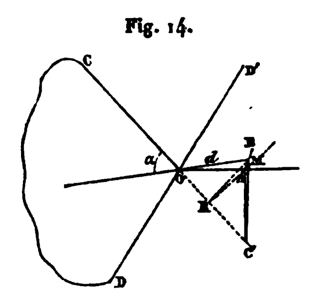
1° Montrer que la loi de Laplace est d'accord avec les expériences de Biot et Savart.

Soit AB l'aimant, et cherchons la force appliquée au pôle A qui est à une distance h du plan du courant.

La surface $V = 0$ (¹) est le plan même du courant; pour connaître la valeur de ε au point A, il suffit donc de connaître la valeur de V en ce point et de la diviser par h.

Or l'angle solide sous lequel on voit le courant CODC, en supposant que les points C et D soient assez éloignés pour que l'on puisse considérer les droites AC, AD comme parallèles au plan du courant, est le trièdre formé par : 1° un plan parallèle au courant passant par le point A; 2° les plans passant par A et les droites

Fig. 14.



OC, OD. C'est donc le trièdre OAD'C'. Sa valeur en angle, ou l'excès de la somme de ses dièdres sur π sera $\frac{2h}{d \sin \alpha} - \frac{2h}{d \tan g \alpha}$, comme l'indique la figure $\left(\text{dièdre OC} = \frac{AM}{MR}, \text{dièdre OA} = \pi - 2\frac{AM}{MC'}\right)$,

(¹) Voir § I, même tome, p. 8.

ou encore $\frac{2h}{d}$ tang $\frac{\alpha}{2}$, d'où $\varepsilon = \frac{2}{d}$ tang $\frac{\alpha}{2}$; la force appliquée au pôle A sera donc $\frac{2\mu i}{d}$ tang $\frac{\alpha}{2}$.

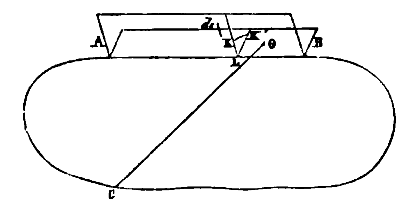
2° L'action d'un pôle d'aimant sur un courant fermé se réduit à une force passant par ce pôle, si le pôle n'est pas dans le plan du courant.

En effet, tout déplacement par rotation du courant autour d'un axe passant par le pôle donne un travail nul, l'angle sous lequel le courant est vu du pôle restant invariable. Donc les actions sur les différents éléments de courant ont une résultante unique passant par le pôle.

3° Action d'un courant indéfini, rectiligne sur un élément de courant.

On a vu que les surfaces V passaient toutes par le courant lui-même; si celui-ci se compose d'une partie rectiligne très-étendue, et d'une partie curviligne très-éloignée de l'élément de courant, les surfaces V se réduiront à des plans passant par la partie rectiligne du courant, dans le voisinage de l'élément *ds* considéré. Les lignes de force sont des circonférences ayant leur centre sur AB par raison de symétrie. En effet, proposons-nous de calculer

Fig. 15.



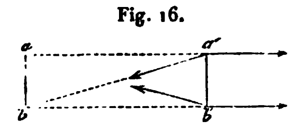
la valeur de V pour un point O voisin de AB, assez loin du reste du circuit pour que les lignes telles que OC, etc., puissent être considérées comme parallèles au plan du circuit. Si du point O, avec un rayon égal à l'unité, on décrit une sphère, la perspective du courant sur cette sphère sera composée de deux demi-grands cercles dont l'angle dièdre est le supplément du dièdre formé par le plan OAB, et la partie CAB du plan du courant. Les lieux des points pour lesquels V est constant sont donc des plans passant par AB. Cherchons ε pour un point K; la normale à la surface V est perpendi-

culaire à KL et à AB. Si l'on marche d'une longueur KK′ sur cette normale, la valeur de V varie de deux fois l'angle KLK′ (¹); donc $\varepsilon = \frac{\mathrm{KLK'}}{\mathrm{KK'}} = \frac{2}{\mathrm{KL}}$. Donc si r est la distance d'un élément ds à AB, α l'angle que fait l'élément avec le plan passant par AB et son milieu, la force sera $\frac{2ii'ds}{r}\cos\alpha$, dirigée dans ce plan perpendiculairement à ds.

§ VI. — *Vérification analytique.*

Je crois avoir montré par ce qui précède qu'en partant de la formule de Laplace, et sans calculs trop longs, il est possible d'arriver à une connaissance réelle des lois de l'électrodynamique et de l'induction plus approfondie que celle que donnent la plupart des Traités de Physique. D'un autre côté, l'expérience d'Ampère relative à la répulsion de deux éléments de courant placés dans le prolongement l'un de l'autre, et qui est dans sa théorie une expérience fondamentale, est sujette à plusieurs objections, quant à l'interprétation qu'il en a faite. Elle s'explique très-bien dans l'hypothèse de l'équivalence d'une surface magnétique et d'un circuit parcouru par un courant. Il est évident qu'une pareille surface, supposée plane pour fixer les idées, est forcément *tendue,* puisque deux petits aimants parallèles, tels que $aba'b'$, se repoussent, les forces répulsives

Fig. 16.



étant plus grandes que les forces attractives et étant de plus dirigées suivant la résultante finale. Le contour du courant doit donc tendre à s'élargir quand cela est possible, comme il le fait dans l'expérience. Néanmoins la formule d'Ampère est la seule qui, dans l'hypothèse d'une force dirigée suivant la droite qui joint les éléments de courant, puisse rendre compte des phénomènes.

Malgré cette objection, et bien que la méthode suivie par Ampère

(¹) La valeur d'un angle dièdre en angle solide, ou la surface du fuseau qu'il intercepte sur une sphère de rayon r, est le double de l'angle plan qui le mesure.

soit plutôt celle d'un mathématicien que celle d'un physicien, l'intérêt historique qui s'attache à ses travaux m'engage à montrer que la formule d'Ampère conduit à la considération de l'angle solide.

Si l'on désigne par x, y, z les coordonnées de l'élément ds dont les projections sont dx, dy, dz; par x', y', z' celles de l'élément $\delta s'$, dont les projections sont $\delta x'$, $\delta y'$, $\delta z'$, par $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$ les différences $x-x'$, $y-y'$, $z-z'$; par r la distance des deux éléments, les composantes X, Y, Z de la force, telles qu'elles résultent de la formule d'Ampère, sont

$$2X = \delta x' \, d\frac{\dot{x}^2}{r^3} - \delta y' \, \dot{x}\left(3\frac{\dot{y}\,dr}{r^4} - 2\frac{dy}{r^3}\right) - \delta z' \, \dot{x}\left(3\frac{\dot{z}\,dr}{r^4} - 2\frac{dz}{r^3}\right);$$

on a encore

$$2X = \delta x' \, d\frac{\dot{x}^2}{r^3} - \delta y'\left(3\frac{\dot{x}\dot{y}\,dr}{r^4} - \frac{d\dot{x}\dot{y}}{r^3} + \frac{d\dot{x}\dot{y} - 2\dot{x}\,dy}{r^3}\right)$$
$$- \delta z'\left(3\frac{\dot{x}\dot{z}\,dr}{r^3} - \frac{d\dot{x}\dot{z}}{r^4} + \frac{d\dot{x}\dot{z} - 2\dot{x}\,dz}{r^4}\right),$$

ou

$$2X = \delta x' \, d\frac{\dot{x}^2}{r^3} + \delta y' \, d\frac{\dot{x}\dot{y}}{r^3} + \delta z' \, d\frac{\dot{x}\dot{z}}{r^3}$$
$$+ \delta y' \, \frac{\dot{x}\,dy - \dot{y}\,dx}{r^3} + \delta z \, \frac{\dot{x}\,dz - \dot{z}\,dx}{r^3},$$

la caractéristique d devant une fonction de $d'x, y, z$ représentant la variation de cette fonction, quand x, y, z augmentent de dx, dy, dz.

Les composantes X_1, Y_1, Z_1 de l'action d'un courant fermé, dont ds fait partie, sur ds', s'obtiendront en intégrant les valeurs de X, Y, Z, tout le long de ce courant. Les coefficients de $\delta x'$ dans X_1, $\delta y'$ dans Y_1, $\delta z'$ dans Z_1 seront nuls, puisque ce sont les intégrales d'une différentielle exacte le long d'un contour fermé. D'ailleurs les coefficients de $\delta y'$, $\delta z'$ se composent de deux parties dont la première sera nulle pour la même raison, et il restera

$$X_1 = C\delta y' - B\delta z', \qquad A = \frac{1}{2}\int\frac{\dot{y}\,dz - \dot{z}\,dy}{r^3},$$

$$Y_1 = A\delta z' - C\delta x', \quad \text{en posant} \quad B = \frac{1}{2}\int\frac{\dot{z}\,dx - \dot{x}\,dz}{r^3},$$

$$Z_1 = B\delta x' - A\delta y', \qquad C = \frac{1}{2}\int\frac{\dot{x}\,dy - \dot{y}\,dx}{r^3}.$$

Il en résulte que la force cherchée est perpendiculaire 1° à l'élément $\delta x'$, $\delta y'$, $\delta z'$; 2° à la droite dont les projections sur les axes seraient A, B, C, puisque l'on a

$$X_1 \delta x' + Y_1 \delta y' + Z_1 \delta z' = 0, \quad \text{et} \quad AX_1 + BY_1 + CZ_1 = 0.$$

Soit $D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}$ la longueur de cette droite, la grandeur de la force cherchée sera

$$\sqrt{X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2}, \quad \text{ou} \quad \sqrt{D^2 \delta s'^2 - (A\delta x' + B\delta y' + C\delta z')^2},$$

ou encore, si α est l'angle de D et de $\delta s'$, $D\delta s' \sin\alpha$.

Mais A, B, C sont les dérivées partielles d'une même fonction V de x', y', z' par rapport à x', y', z', car

$$\frac{dA}{dy'} - \frac{dB}{dx'} = \frac{1}{2}\int\left(\frac{dz}{r^3} - 3\frac{\dot{y}\,dz - \dot{z}\,dy}{r^5}\dot{y} + \frac{dz}{r^3} + 3\frac{\dot{z}\,dx - \dot{x}\,dz}{r^5}\dot{x}\right)$$
$$= \frac{1}{2}\int\left(-\frac{dz}{r^3} + 3\frac{z\,dr}{r^4}\right) = \frac{1}{2}\int d\left(-\frac{z}{r^3}\right) = 0;$$

de même pour

$$\frac{dA}{dz'} - \frac{dC}{dx'} \quad \text{et} \quad \frac{dB}{dz'} - \frac{dC}{dy'}.$$

Soit V cette fonction, on peut la mettre sous les trois formes

$$2V = -\int\left(1 - \frac{\dot{z}}{r}\right)\left(\frac{\dot{y}\,dx - \dot{x}\,dy}{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}\right) = -\int\left(1 - \frac{\dot{y}}{r}\right)\left(\frac{\dot{x}\,dz - \dot{z}\,dx}{\dot{y}^2 + \dot{z}^2}\right)$$
$$= -\int\left(1 - \frac{\dot{x}}{r}\right)\left(\frac{\dot{z}\,dy - \dot{y}\,dz}{\dot{y}^2 + \dot{z}^2}\right).$$

Or soit A un point de l'élément $\delta x'$, $\delta y'$, $\delta z'$; menons par ce point une parallèle à l'axe des z, et par cette droite deux plans passant par les extrémités d'un arc ds, l'angle de ces deux plans est

$$\omega = d \operatorname{arc\,tang} \frac{\dot{y}}{\dot{x}}, \quad \text{ou} \quad \frac{\dot{y}\,dx - \dot{x}\,dy}{\dot{x}^2 + \dot{y}^2},$$

et le produit $\left(1 - \frac{\dot{z}}{r}\right)\omega$ est la mesure du trièdre limité par cette parallèle à l'axe de z, et les droites qui joignent le point A aux deux extrémités de l'arc ds. L'intégrale, dont ce petit trièdre sera

l'élément, est donc l'angle solide sous lequel on voit le courant fermé de l'élément $\delta s'$. D'ailleurs D est

$$\sqrt{\left(\frac{dV}{dx'}\right)^2 + \left(\frac{dV}{dy'}\right)^2 + \left(\frac{dV}{dz'}\right)^2},$$

ou la dérivée de V prise suivant la normale à la surface V = const., c'est-à-dire ce qu'on a appelé ε; on retrouve donc ainsi l'expression $\varepsilon\,\delta s' \sin\alpha$, à laquelle on a été conduit au § III (¹).

Quant au travail produit par un déplacement a, b, c, il est

$$\begin{aligned} & X_1 a + Y_1 b + Z_1 c \\ & \quad = C(a\delta y' - b\delta x') + C(-a\delta z + c\delta x') + A(b\,\delta z' - c\delta x'); \end{aligned}$$

les trois parenthèses sont les projections de la surface décrite sur les trois plans coordonnés. Si σ est cette surface, α l'angle qu'elle forme avec le plan tangent à la surface V, ce travail est $\varepsilon\sigma \cos\alpha$, comme on l'a vu aussi au § III.

Les expressions A, B, C sont telles que l'on a identiquement

$$\frac{dA}{dx'} + \frac{dB}{dy'} + \frac{dC}{dz'} = 0, \quad \text{ou} \quad \frac{d^2V}{dx'^2} + \frac{d^2V}{dy'^2} + \frac{d^2V}{dz'^2} = 0.$$

Cette équation caractéristique des surfaces isothermes, ou des surfaces d'égal potentiel dans la théorie de l'attraction, est la traduction analytique de la propriété $\sigma\varepsilon =$ const. des filets normaux, propriété qui a servi de base à Faraday dans la conception des lignes de force; l'illustre physicien avait donc vu expérimentalement le caractère fondamental analytique des fonctions V.

Il résulte encore de ces formes données à X, Y, Z que, comme M. Renard l'a énoncé, on peut prendre pour expression de la force élémentaire

$$X = \frac{1}{2}\,\frac{\dot{x}\,dy - \dot{y}\,dx}{r^4}\,\delta y' - \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{z}\,dx - \dot{x}\,dz}{r^2}\right)\delta z', \ldots;$$

(¹) A un facteur 2 près. On sait, en effet, qu'il faut multiplier par 2 la formule d'Ampère, si l'on veut faire concorder les intensités absolues mesurées par le galvanomètre et l'électrodynamomètre.

cette force est encore perpendiculaire à $\delta x'$, $\delta y'$, $\delta z'$, et si l'on pose

$$\alpha = \frac{1}{2}\frac{\dot{y}\,dz - \dot{z}\,dy}{r^3}, \quad \beta = \frac{1}{2}\frac{\dot{z}\,dx - \dot{x}\,dz}{r^3}, \quad \gamma = \frac{1}{2}\frac{\dot{x}\,dy - \dot{y}\,dx}{r^3},$$

elle sera aussi perpendiculaire à la droite qui a pour projections α, β, γ. Son intensité sera, si $\delta^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2$, $\delta \times \delta s' \sin\omega$, ω étant l'angle de $\delta s'$ et de δ; mais α, β, γ sont $\frac{d\theta}{r}\cos\lambda$, $\frac{d\theta}{r}\cos\mu$, $\frac{d\theta}{r}\cos\nu$, si θ est l'angle sous lequel on voit ds du point x', y', z', et λ, μ, ν les angles du plan passant par ds et le point avec les plans coordonnés; donc la force sera $\frac{d\theta}{r}\,\delta s' \sin\omega$, ω étant l'angle de la normale au plan avec ds' : expression de même forme que celle qui correspond à un courant fermé, et plus simple que la formule élémentaire d'Ampère.

AUGMENTATION DE L'ÉTINCELLE D'INDUCTION;

PAR M. C.-M. GUILLEMIN.

(Société de Physique, séance du 14 mars 1873.)

Tout le monde connaît l'expérience qui consiste à mettre les deux armatures d'une bouteille de Leyde en communication avec les deux bouts du fil induit de la bobine. La longueur de l'étincelle est réduite dans des proportions considérables; mais son éclat et le bruit qu'elle fait sont au contraire augmentés.

J'ai voulu voir ce que produiraient de grandes surfaces métalliques isolées, mises en contact avec les deux bouts du fil induit, ces deux surfaces étant éloignées l'une de l'autre, de manière à ne point produire l'effet d'un condensateur.

Pour surfaces métalliques, j'ai pris des châssis ayant chacun près de 1 mètre carré recouverts de toile, doublés de papier, sur lequel on a collé des lames d'étain. L'étincelle éclate entre deux pointes isolées, qu'on approche ou qu'on éloigne à volonté l'une de l'autre.

Lorsqu'une ou plusieurs lames d'étain communiquent avec l'un des pôles seulement, l'étincelle n'est nullement modifiée; mais, dès que l'autre pôle du fil induit est en contact avec des lames d'étain de

même surface que les premières, l'éclat de l'étincelle augmente et sa longueur diminue. L'accroissement de surface produit un accroissement dans l'éclat et le bruit de l'étincelle, et une nouvelle diminution dans sa longueur. Si l'une des surfaces métalliques est plus grande que l'autre, l'effet ne dépasse pas celui que produiraient deux surfaces égales à la plus petite.

L'effet des lames devient plus sensible par le rapprochement des pointes de l'excitateur, et l'étincelle se décompose en un grand nombre de sillons de feu; mais, si l'on réduit la distance des pointes à 3 ou 4 centimètres, l'effet des surfaces semble disparaître.

Quand, au lieu de ces larges lames de métal, on se sert de fils métalliques ou de rubans de clinquant de 20 à 30 millimètres de largeur, bien isolés, au moyen de supports de verre ou de cordons de soie, on obtient, à égalité de surface, des effets beaucoup plus intenses. 50 mètres de ces rubans métalliques, mis en contact avec chaque bout du fil induit, faisant un total de 100 mètres, augmentent beaucoup l'éclat et le bruit de l'étincelle.

Plus la bobine est forte, plus l'effet est marqué; c'est ce que j'ai constaté récemment, au moyen d'un appareil puissant, que M. Ruhmkorff a bien voulu mettre à ma disposition. Il faut avoir soin, pour obtenir le plus grand effet possible, de faire communiquer les deux bouts du ruban métallique avec chaque pointe. Si le ruban était plus long, il faudrait établir un plus grand nombre de communications semblables.

En général les effets sont d'autant plus intenses que les surfaces métalliques isolées sont plus grandes, plus divisées, et que les différentes parties sont plus éloignées les unes des autres.

NOTE SUR LE LOSANGE ARTICULÉ DU COMMANDANT DU GÉNIE PEAUCELLIER, DESTINÉ A REMPLACER LE PARALLÉLOGRAMME DE WATT;

PAR E. LEMOINE,
Ancien Élève de l'École Polytechnique.

Watt n'avait trouvé pour guider le mouvement rectiligne de la tige du piston dans les machines à vapeur qu'une solution approchée connue sous le nom de *parallélogramme de Watt;* plusieurs

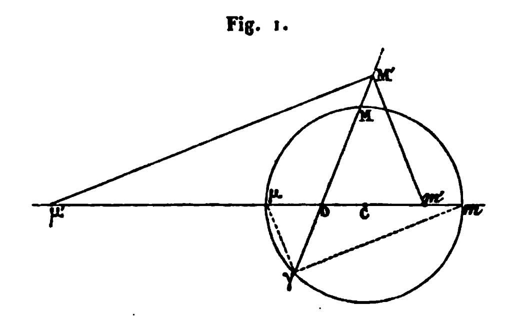
géomètres se sont occupés de la question sans la résoudre complétement; assez récemment encore M. Tchebichew en faisait l'objet d'un savant Mémoire. Voici une solution simple et rigoureuse due à M. Peaucellier, commandant du Génie ([1]). Nous allons, pour l'exposer, rappeler une définition et un théorème :

Définition. — Si, d'un point fixe O appelé *pôle*, on mène à tous les points M d'une courbe des droites OM, et que l'on prenne sur OM le point M', tel que OM.OM' = const., le lieu de M' sera dit une transformée par rayons vecteurs réciproques du lieu du point M.

THÉORÈME. — *Si le lieu du point* M *est une circonférence, le lieu du point* M' *sera une circonférence, lorsque* O *sera un point intérieur ou extérieur à la circonférence donnée, et une droite quand* O *sera un point de la circonférence.*

Soient M (*fig.* 1) un point de la circonférence, M' le point correspondant du lieu. Soient m et μ les points de la circonférence situés

Fig. 1.



sur le diamètre OC. Soient m' et μ' les points correspondants du lieu. Soit γ le point où OM coupe une seconde fois la circonférence.

([1]) Cette question a été communiquée, au nom du commandant Peaucellier, par M. Mannheim, à la séance de la Société Philomathique de Paris du 20 juillet 1867. M. Peaucellier l'avait déjà posée dans les *Nouvelles Annales de Mathématiques*, 2e série, t. III, p. 414, 1864; il en a, de plus, appliqué le principe à un appareil pour mesurer les distances, qui se trouve décrit dans le *Mémorial de l'Officier du Génie*, n° 18, année 1868. Ces détails historiques sont nécessaires, parce que M. Lipkin donne, en août 1871, le même théorème dans la *Revue universelle des Mines et de la Métallurgie de Liége*, 15e année, t. XXX, 4e livraison, p. 149 et 150.

Traçons les droites

$$\gamma\mu,\quad \gamma m,\quad M'\mu',\quad M'm',$$

on a

$$OM.O\gamma = O\mu.Om \quad \text{ou} \quad \frac{Om}{OM} = \frac{O\gamma}{O\mu}.$$

On a aussi

$$Om.Om' = OM.OM' \quad \text{ou} \quad \frac{Om}{OM} = \frac{OM'}{Om'}.$$

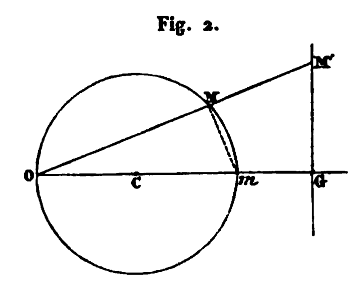
D'où

$$\frac{O\gamma}{O\mu} = \frac{OM'}{Om'},$$

c'est-à-dire que $\gamma\mu$ est parallèle à $m'M'$; de même $m\gamma$ est parallèle à $\mu'M'$. Mais l'angle $\mu\gamma m$ est droit, donc il en est de même de l'angle $\mu'M'm'$; donc, enfin, le lieu de M' est la circonférence décrite sur $m'\mu'$ comme diamètre.

Si le point O se rapproche de μ, m' tend vers une position limite G, μ' s'éloigne indéfiniment, et le lieu, lorsque O coïncide avec μ, devient une droite perpendiculaire au diamètre et passant par G.

Fig. 2.



Comme ce cas est celui qui se rapporte directement au guidage rectiligne d'une tige, nous croyons devoir le traiter à part.

Soient m (*fig.* 2) l'autre extrémité du diamètre OC, M un point quelconque de la circonférence.

Soient G et M' deux points déterminés par les relations

$$OM.OM' = \text{const.} = Om.OG.$$

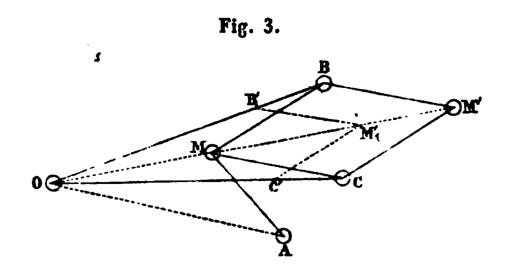
Joignons Mm. La relation $OM.OM' = Om.OG$ peut s'écrire

$$\frac{OM}{OG} = \frac{Om}{OM'}.$$

D'où les deux triangles OMm, OGM$'$ sont semblables ; et comme l'angle OMm est droit, il en est de même de OGM$'$. Le lieu de M$'$ est donc la perpendiculaire menée par G au diamètre OC.

Cela posé, O et A (*fig.* 3) sont deux points fixes liés au bâtis de la machine ; OC, OB deux tiges rigides égales tournant librement

Fig. 3.



et indépendamment l'une de l'autre autour de O ; MBM$'$C est un losange articulé ; MA une tige rigide tournant autour de A et articulée en M.

1° Les trois points O, M, M$'$ restent toujours en ligne droite ; car chacun d'eux est à égale distance des deux points B et C ;

2° Le produit OM.OM$'$ est constant, car il est égal au carré de la tangente menée de O au cercle décrit de B comme centre avec BM comme rayon ;

3° MA étant constant et A fixe, M décrit une circonférence ; mais OM.OM$'$ est constant, donc le lieu de M$'$ est la transformée par rayons vecteurs réciproques de la circonférence lieu du point M, c'est-à-dire que M$'$ décrira une circonférence si MA est plus grand ou plus petit que OA, et une droite perpendiculaire à OA si MA = OA : c'est ce dernier cas qu'il faudra appliquer pour guider la tige du piston des machines à vapeur ; O serait le centre du balancier et la tige serait liée en M$'$.

Remarque I. — Si l'on prend, sur OB et sur OC, OB$'$ = OC$'$, et que l'on articule en B$'$, C$'$ et M$'_1$ deux tiges égales B$'$M$'_1$ et C$'$M$'_1$, telles que $\frac{OB'}{OB} = \frac{B'M'_1}{BM'}$, le lieu de M$'_1$ sera une courbe homothétique du lieu de M$'$; en particulier une droite, si le lieu de M$'$ est une droite, et il est important de pouvoir guider plusieurs points en ligne droite pour conduire le tiroir par exemple.

Remarque II. — La solution approchée de Watt se trouve aussi dans la *fig.* 3; car on se rappelle que la courbe à longue inflexion de Watt est le lieu du milieu d'une droite de longueur constante qui se meut entre deux circonférences; or la droite MC et la droite MB s'appuient sur les deux circonférences décrites de O et de A comme centres avec OB et AM pour rayons : donc le milieu de ces droites décrit la courbe à longue inflexion.

M. Bourdin, ancien élève de l'École Polytechnique, ingénieur à Paris, vient de faire construire sur ce principe un compas avec lequel, la distance MA étant variable à volonté, on peut décrire des droites ou des circonférences, particulièrement des circonférences de très-grand rayon; il suffit pour cela de prendre MA d'une grandeur peu différente de OA.

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA QUANTITÉ DE MAGNÉTISME D'UN AIMANT OU D'UN ÉLECTRO-AIMANT RECTILIGNE;

PAR M. A. CAZIN.

(Société de Physique; séance du 14 mars 1873.)

La méthode que j'emploie, pour mesurer la quantité de magnétisme et la distance polaire d'un aimant, m'a permis de résoudre le problème suivant : *Exprimer la quantité de magnétisme appliquée à chaque pôle d'un électro-aimant, dont le noyau est un tube de fer dépassant la bobine, en fonction de quatre variables : l'épaisseur e et le rayon r du tube, l'intensité i du courant, le nombre* S *des spires de la bobine.*

Les résultats généraux de mes expériences peuvent s'énoncer comme il suit :

1° La bobine n'a pas d'autre influence que celle du nombre des spires, lorsque le noyau dépasse suffisamment la bobine; on peut le démontrer théoriquement pour un noyau indéfini.

2° Le magnétisme ne croît pas indéfiniment quand on fait croître l'intensité du courant, de sorte qu'il y a une limite d'aimantation; ce fait est déjà connu.

3° Le magnétisme croît presque proportionnellement à l'épais-

seur lorsque celle-ci est inférieure à 2 millimètres, et elle croît très-peu avec l'épaisseur quand celle-ci a atteint une certaine valeur croissante avec l'intensité, et voisine de 5 millimètres.

4° Le magnétisme croît avec le rayon du noyau, sans dépasser une certaine valeur qui dépend des autres variables.

On a reconnu en outre qu'un faisceau de fils de fer acquiert moins de magnétisme qu'un tube de même poids, de même longueur, de même diamètre extérieur.

Enfin le fer déposé par électrolyse acquiert dans une bobine la même quantité de magnétisme que le fer laminé de même épaisseur, dans les mêmes circonstances ; d'où il résulte que la structure du fer n'a pas d'influence sur le magnétisme temporaire.

Formule. — Voici la formule empirique qui donne la quantité de magnétisme en fonction des quatre variables indépendantes :

$$m = \mathrm{AS}(1 - \mathrm{B}^r)\, e^{\frac{e}{i}} \operatorname{arc\,tang} \mathrm{C} i e^{-\frac{e}{i}}.$$

Pour des noyaux de 40 centimètres au moins de longueur, et des bobines de 16 centimètres de longueur au plus, on a, avec les unités adoptées,

$$\log \mathrm{A} = \bar{5},86650,$$
$$\log \mathrm{B} = \bar{2},83950.$$
$$\log \mathrm{C} = \bar{1},50114.$$

Ces deux dernières constantes paraissent ne point changer avec la longueur de la bobine, tant que le noyau la dépasse de plusieurs centimètres.

Dans la formule, l'arc est évalué en secondes ;

L'unité de *force* est le *décigramme à Paris ;*

L'unité de *longueur* le *décimètre ;*

L'unité de *magnétisme* celui qui, appliqué en un point et agissant sur une égale quantité appliquée en un autre point à la distance d'*un décimètre,* produit une force d'*un décigramme ;*

Enfin l'unité de *courant* celui qui dégage *un milligramme* d'hydrogène en *une seconde,* en décomposant l'eau.

Les unités précédentes sont préférables à celles de Gauss, au point de vue pratique, parce que ces dernières diffèrent trop des unités usuelles, pour qu'on se représente aisément leur grandeur.

Elles ont aussi l'inconvénient de donner des nombres énormes pour les quantités de magnétisme habituelles. Ainsi un aimant ordinaire dont je me suis servi avait une quantité de magnétisme

$$199930$$

avec les unités de Gauss, et

$$2,019$$

avec les unités proposées.

Il est d'ailleurs aisé de passer d'une unité à l'autre. On trouvera dans un Mémoire des *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXVIII, p. 145, des exemples de conversion.

Méthode expérimentale. — Un conducteur voltaïque, formé d'un fil de métal isolé, enroulé plusieurs fois sur lui-même en forme d'anneau circulaire, est placé horizontalement. L'axe de figure de l'aimant ou de l'électro-aimant est vertical et passe par le centre de l'anneau. On doit mesurer l'action électromagnétique qui est développée par le courant entre l'anneau et l'aimant.

Pour déterminer le magnétisme d'un aimant ordinaire, on le suspend verticalement à la balance, on place l'anneau au-dessous et l'on mesure l'action électromagnétique répulsive en unités de poids.

Pour un aimant très-lourd, ou un électro-aimant, on suspend l'anneau à une balance particulière et l'on place l'aimant au-dessous : on mesure encore avec des poids la force répulsive.

La balance électrodynamique se compose essentiellement de deux fléaux de balance liés entre eux invariablement, et isolés l'un de l'autre. Les deux couteaux disposés en ligne droite reposent respectivement sur deux plans d'acier, auxquels aboutissent les rhéophores. Le conducteur annulaire sur lequel doit agir l'aimant est suspendu à l'une des extrémités de ce double fléau, de façon que le courant entre par l'un des fléaux, passe dans le conducteur annulaire et sort par le second fléau.

Le lecteur trouvera la description complète de cet appareil dans le tome I des *Annales de Chimie et de Physique;* 1864 (Mémoire sur l'évaluation des forces électrodynamiques en unités de poids).

L'anneau est formé de 50 tours de fil de cuivre isolé, noyé dans la résine. La section du tore ainsi constitué est un carré de 12 millimètres de côté. Le rayon moyen R de l'anneau est de $106^{mm},3$.

Quand on opère avec un électro-aimant, on a deux pesées à faire : l'une mesure l'action de la bobine sans noyau; l'autre celle de la bobine avec noyau. En retranchant le premier poids du second, on a la force électromagnétique que je désignerai par F dans les formules suivantes.

Il est indispensable ou d'éviter que l'anneau modifie le magnétisme de l'aimant que l'on étudie, ou de tenir compte de cette modification. On diminue cette influence en plaçant l'aimant le plus loin possible de l'anneau, et l'on reconnaît qu'elle est négligeable par le procédé suivant :

Quand on renverse le sens du courant, on obtient une attraction au lieu d'une répulsion, et la force électromagnétique doit être la même dans les deux cas. Si l'influence n'est pas négligeable, la force répulsive est inférieure à la force attractive; en prenant la moyenne de ces deux observations, on tient compte de l'influence considérée.

Il est vrai que la mesure de l'attraction est moins facile que celle de la répulsion, à cause de l'instabilité de l'équilibre; néanmoins on peut en faire usage, parce que la correction est faible.

Dans les expériences faites avec les électro-aimants, on peut se mettre à l'abri de l'action de la terre et de celle de l'anneau sur le noyau, et aussi du magnétisme permanent de ce noyau par le procédé suivant :

Un conducteur annulaire, semblable à celui de la balance, est disposé au-dessous de l'électro-aimant, et sert de *compensateur*. On fait passer le courant dans ces deux anneaux en sens opposés, de façon qu'ils exercent, sur le noyau placé entre eux, des actions contraires.

Pour établir la compensation de toutes les actions perturbatrices, on remplace dans le circuit la bobine par un fil de même résistance; on place en bas le pôle austral actuel du noyau, dû au magnétisme permanent, afin que les effets du magnétisme terrestre et du magnétisme permanent s'ajoutent, et l'on fait passer le courant dans les deux anneaux dans un sens tel, que celui de la balance soit attiré par le noyau.

Les forces électromagnétiques mises en jeu sont alors celle du magnétisme produit par la terre, celle du magnétisme permanent, celle du magnétisme induit par l'anneau de la balance, celle du magnétisme induit par l'anneau compensateur, et enfin il y a l'action

électrodynamique des deux anneaux. Le sens des trois premières est contraire à celui des deux dernières. En plaçant l'anneau compensateur à une hauteur convenable, on établit l'équilibre entre toutes ces forces, et tout se passe comme si le noyau était à l'état naturel.

Le compensateur étant réglé, on fait passer le courant dans la bobine dans un sens tel, que l'anneau de la bobine soit repoussé; la force répulsive observée n'a plus besoin de correction. Retranchant de cette force celle de la bobine sans noyau, on a l'effet du *magnétisme temporaire total,* développé par le courant de la bobine.

Soient :

F la force électromagnétique;

i l'intensité du courant qui traverse l'anneau;

n le nombre des tours du fil de cet anneau;

d la distance du milieu de l'aimant au centre de l'anneau;

R le rayon moyen de l'anneau;

m la quantité de magnétisme appliquée à chaque pôle;

$l = 2a$ la distance des deux pôles;

k un coefficient dépendant des unités adoptées.

En appliquant la formule connue de l'action d'un pôle sur un élément de courant

$$(1) \qquad f = k\,\frac{mi\,ds \sin\omega}{\rho^2},$$

on a

$$(2) \quad \mathrm{F} = \frac{2nk\pi im}{\mathrm{R}}\left\{\left[1+\left(\frac{d-a}{\mathrm{R}}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}} - \left[1+\left(\frac{d+a}{\mathrm{R}}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}}\right\},$$

ou bien, en remplaçant la parenthèse par P, fonction de a et d,

$$(3) \qquad \mathrm{F} = \frac{2nk\pi im\mathrm{P}}{\mathrm{R}}.$$

Si l'on fait varier la distance d, on aura une seconde équation

$$(4) \qquad \mathrm{F}' = \frac{2nk\pi im\mathrm{P}'}{\mathrm{R}},$$

d'où l'on tire

$$(5) \qquad \frac{\mathrm{F}}{\mathrm{F}'} = \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{P}'}.$$

Si la variation de la distance est assez petite pour que la valeur de a soit sensiblement la même dans les deux cas, il suffit de mesurer directement F, F′, d et d', et de connaître R, pour que l'on puisse tirer a de l'équation (5), en la résolvant par tâtonnements.

On tire ensuite m de l'équation (2) lorsque k est connu.

Détermination de la constante k. — On a mesuré m et a pour un barreau aimanté par la méthode de Pouillet (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* 2 novembre 1868); puis on a suspendu cet aimant verticalement à la balance ordinaire, au-dessus du centre de l'anneau horizontal, et l'on a mesuré en unités de poids la force électromagnétique. Toutes les quantités de la formule (2) étant connues excepté k, on en tire cette dernière.

On a trouvé

$$k = 0,97.$$

Il résulte de la formule (1) que *la constante k est la force électromagnétique exercée entre un pôle ayant l'unité de magnétisme et un conducteur rectiligne indéfini, traversé par l'unité de courant, et situé à une distance du pôle double de l'unité.*

W.-B. CARPENTER. — Report on scientific researches carried on during the months of August, September and October 1871, in H.-M. Surwey-Ship Shearwater (Rapport sur les recherches scientifiques faites à bord du *Shearwater* en août, septembre et octobre 1871).

Dans un précédent article, M. Lespiault, rendant compte du rapport de M. Carpenter, regrettait que le défaut d'espace ne lui permît pas de citer quelques tableaux numériques, et d'appuyer plus longuement sur quelques parties de ce Mémoire si plein de faits. Nous y revenons aujourd'hui pour insister sur les points qui peuvent plus particulièrement intéresser les physiciens.

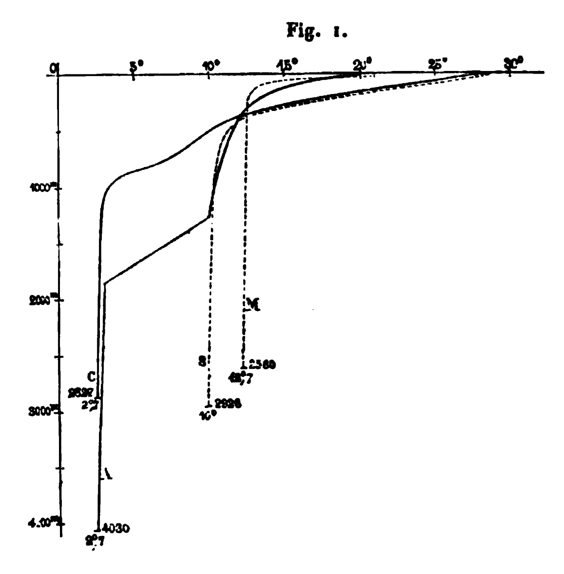
Le poids spécifique de l'eau de mer, en différents endroits, était un des éléments qu'il importait le plus de déterminer. Sur un vaisseau, l'usage des méthodes ordinaires était difficile et ne pouvait conduire qu'à des résultats incertains; aussi M. Carpenter a-t-il effectué toutes ses mesures au moyen de boules convenablement lestées, qui surnageaient ou s'enfonçaient suivant la densité du liquide. Il avait

ainsi une série de cinquante boules, construites de manière à indiquer, de dix-millième en dix-millième, les densités comprises entre 1,0250 et 1,0300, limites entre lesquelles varie le poids spécifique de l'eau de mer. Chaque boule est munie d'un thermomètre, et toutes les déterminations sont ramenées, au moyen d'une Table, à la température de 60° F. (15°,55 C.).

L'auteur recommande particulièrement ce procédé, qui lui a parfaitement réussi; du reste, dans la plupart des cas, une série de boules indiquant des différences de 0,0002 suffirait parfaitement.

Ainsi qu'on l'a vu dans le précédent extrait, l'auteur appuie en partie sa théorie de la double circulation des eaux de l'Atlantique sur la différence des lois de décroissance de la température dans les mers ouvertes et fermées. Ces lois ressortent clairement des courbes ci-dessous, où l'on a pris pour abscisses les températures, et pour ordonnées les profondeurs. Les courbes A et C s'appliquent à deux mers ouvertes (Atlantique et mer de Chine), et les courbes M et S

Fig. 1.



à deux mers fermées (Méditerranée et mer de Soulou, entre Bornéo et Mindanao). Ce sont les courbes de M. Carpenter, avec cette différence que, pour les rendre plus immédiatement lisibles, on a pris pour unités le mètre et le degré centigrade, au lieu de la brasse (1 brasse anglaise = $1^m,82876$) et du degré Fahrenheit.

La différence est surtout bien évidente entre la Méditerranée et l'Atlantique. Pour la Méditerranée, la température devient constante à partir de 150 mètres. L'eau a pris alors un état d'équilibre qui dépend de la température moyenne des couches solides qui forment le fond, et aussi des plus basses températures que l'hiver amène à la surface.

Pour l'Atlantique, rien de pareil : aux mêmes latitudes, la température peut s'abaisser à 3 degrés pour des profondeurs de 3700 mètres. De plus, la température tombe brusquement de 10 degrés à 3°,5 entre 1300 et 1800 mètres. On voit nettement jusqu'à 1300 mètres l'influence du courant supérieur d'eau chaude, et depuis 1800 mètres celle du courant inférieur d'eau froide venant des mers polaires, et qui amène la température du fond à 11 degrés plus bas qu'elle n'est dans la Méditerranée, à la même latitude.

Pareil phénomène se reproduit entre la mer Rouge, où, pour des profondeurs de 1800 mètres, la température est de 21 degrés, et le golfe Arabique, où à 3600 mètres la température ne dépasse pas 2°,5, si même elle atteint ce chiffre.

Un autre point, qu'il peut être intéressant de signaler, est qu'en descendant dans la mer on peut trouver d'abord des températures croissantes, jusqu'à une certaine profondeur, à partir de laquelle elles décroissent comme d'habitude.

L'auteur a observé lui-même dans l'Atlantique, à environ soixante-huit milles sud-ouest du cap Saint-Vincent, que la température, à 18 mètres de profondeur (10 brasses), était de 0°,27 supérieure à celle de la surface. Du reste, à partir de ce point, les températures décroissaient, et à 36^{m},5, la température était de 3°,33 plus basse qu'à la surface.

Le capitaine Chimmo, dans ses sondages du gulf-stream [1], a trouvé également que, sur quarante-cinq déterminations de température, faites avec le plus grand soin à 22 mètres de profondeur, entre Halifax et le milieu de l'Atlantique, neuf ont donné la même température qu'à la surface, dix une température inférieure, et vingt-six une température supérieure, l'excès pouvant aller jusqu'à 0°,83.

Le même observateur a trouvé un jour dans le Pacifique, sur la

---

(1) *Proceedings of the Royal Geographical Society*, t. XV, p. 99; 1871.

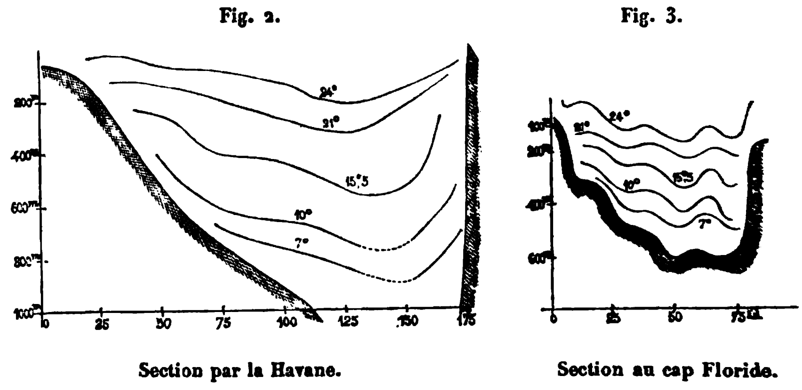
côte ouest de l'Amérique, par une profondeur de $3^m,70$ à $4^m,60$, une température supérieure de 5°,5 à 6°,1 à celle de la surface.

Cette différence doit être due à l'évaporation, qui refroidit d'autant plus la surface qu'elle est plus rapide. Effectivement, dans le dernier cas rapporté, où la différence atteignait 6 degrés, les deux thermomètres d'un psychromètre accusaient une différence de 5 degrés, et même une fois de 6°,1.

Il y aurait encore bien des points intéressants à signaler dans le rapport de M. Carpenter, notamment l'influence du gulf-stream sur les lignes isothermes du nord de l'Atlantique, et surtout la distribution de la température tout le long du gulf-stream.

Des coupes faites en différents points, perpendiculairement à l'axe du gulf-stream, donnent les lignes d'égale température à diverses profondeurs. Il nous suffira de reproduire deux de ces coupes : la première (*fig.* 2) passe par la Havane; la seconde (*fig.* 3) par le cap Floride.

Fig. 2. Fig. 3.



Section par la Havane. Section au cap Floride.

(Distances en kilomètres. Profondeurs en mètres. Températures en degrés centigrades.)

On voit dans ces tableaux les lignes isothermes suivre constamment la forme du fond de la mer, au lieu d'être parallèles à la surface, ce qui ne peut s'expliquer que par l'existence de deux courants inverses, l'un chaud venant du golfe du Mexique, l'autre froid venant du pôle. C'est évidemment la meilleure preuve de cette double circulation.

Enfin l'action incontestable du gulf-stream sur le climat du

nord-ouest de l'Europe est due, non pas tant à la température élevée de ses eaux qu'à l'énorme masse d'eau tiède que ce courant entraîne. C'est grâce à cette masse que la température superficielle du courant ne s'abaisse que de 8°,4 en hiver (de 25 degrés à 16°,6), en passant du canal de Floride jusqu'à la Nouvelle-Écosse, quoique ce passage mette de quarante à cinquante jours à s'accomplir, à raison d'environ 44 kilomètres par jour.

Bien que les points intéressants du Mémoire de M. Carpenter soient loin d'être épuisés, nous arrêterons ici cet extrait, sauf à revenir sur quelques parties quand aura paru un ouvrage actuellement en préparation, et où l'auteur se propose de développer plus complétement encore ses théories.

A. Angot,
Agrégé de l'Université.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber die electromotorische Kraft sehr dünner Gasschichten auf Metallplatten (De la force électromotrice de très-minces couches de gaz en contact avec des plaques métalliques); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVII, p. 901; 1872.

Un aimant tournant à l'intérieur d'un circuit métallique, tel que celui d'un galvanomètre, y détermine par induction des courants alternatifs dont l'intensité dépend du magnétisme de l'aimant, de sa vitesse de rotation, de la forme du circuit, et enfin de sa résistance. Si l'on interpose dans le circuit reliant les extrémités du fil du galvanomètre un électrolyte, celui-ci agira d'abord par sa résistance propre, puis par la polarisation produite sur chacune des électrodes par les dépôts (gazeux dans les expériences de M. Kohlrausch) qui se forment à leur surface. Ces dépôts sont si faibles qu'on pouvait *a priori* douter de leur influence; en effet, dans ces expériences, la quantité d'électricité lancée dans le circuit par une rotation de 180 degrés de l'aimant correspondait à la décomposition d'une quantité d'eau inférieure à 2 millionièmes de milligramme. Cependant l'intensité des courants induits a varié notablement, quand on substituait à l'électrolyte un circuit métallique de même résistance. Comme la quantité de gaz correspondant à cette quantité d'eau est, par suite du renversement continuel des courants, le

maximum de ce qui peut se trouver accumulé sur les électrodes, on doit en conclure que la polarisation naît dès que la plus faible quantité de gaz actif est mise en liberté. Il paraît évident que, dans les premiers instants au moins, cette polarisation, c'est-à-dire la force électromotrice qui en résulte, est proportionnelle à la quantité de gaz dégagée. Les expériences de MM. Edlund ([1]) et Becquerel ([2]) tendent à le démontrer; le but de M. Kohlrausch a été de le vérifier et d'obtenir la valeur absolue de cette force.

Il fait passer les courants induits dans de l'eau aiguisée d'acide sulfurique, les électrodes étant deux feuilles de platine poli de 108 millimètres carrés, en faisant varier la vitesse de rotation de l'aimant, et il mesure la déviation produite par le passage des courants dans un électrodynamomètre. Les mêmes expériences ont été faites ensuite en remplaçant l'électrolyte par une résistance métallique équivalente, et il a obtenu les résultat suivants :

n Nombre de tours par seconde.	δ Déviation observée.	δ' Déviation calculée.	$\delta - \delta'$	Δ Déviation (résistance métall.).
5,90	0,08	0,07	+ 0,01	3,6
8,56	0,30	0,29	+ 0,01	7,6
13,59	2,10	1,80	+ 0,30	36,8
19,22	7,10	7,40	— 0,30	36,8
38,45	99,50	104,40	— 4,90	129,0
76,90	556,00	559,00	— 3,00	342,0

n représente le nombre de tours de l'aimant par seconde; δ les déviations du dynamomètre observées, lorsque l'électrolyte est dans le circuit; δ' les déviations calculées, comme il sera dit plus loin; Δ les mêmes quantités lorsque la résistance métallique remplace l'électrolyte. On voit que, pour des vitesses croissantes, l'influence de la polarisation diminue l'intensité des courants induits d'une manière de moins en moins énergique, et qu'au delà d'une certaine vitesse elle les augmente. Dans une autre série d'expériences, la résistance de l'électrolyte étant environ 125 unités Siemens, on a dû, pour obtenir des déviations égales, lui substituer des résistances

([1]) *Pogg. Ann.*, t. LXXXV, p. 209.
([2]) *Comptes rendus*, t. XXII, p. 381.

métalliques de

160, 96, 71,

pour des vitesses de

25,7, 51,3, 72,6 tours par seconde,

ce qui confirme les résultats mentionnés plus haut.

Pour déduire de ces résultats des données numériques, on observera que si i est l'intensité du courant, w la résistance du circuit, le produit $i \times w$ doit être la force électromotrice, force qui se compose : 1° de la force induite par le mouvement de l'aimant, qui est une fonction périodique du temps, dont la période est le temps 2τ d'une révolution, et variant proportionnellement à la vitesse, et, par conséquent, en raison inverse du temps τ, qu'on peut, par suite, supposer de la forme $\frac{k}{\tau}\sin\frac{\pi}{\tau}t$, k dépendant de la forme et des dimensions de l'aimant; 2° de la force induite dans la spirale elle-même par les variations du courant, qui est de la forme $-q\frac{di}{dt}$, q dépendant des dimensions de la spirale; 3° de la polarisation que nous supposons proportionnelle à la quantité de gaz actif dégagé ou à $-\int i\,dt$. Si p désigne une dernière constante, qui sera la force électromotrice due à la quantité de gaz correspondant à l'unité d'électricité, cette force sera $-p\int i\,dt$. On devra donc écrire

$$wi = \frac{k}{\tau}\sin\frac{\pi t}{\tau} - q\frac{di}{dt} - p\int i\,dt;$$

l'intégrale générale de cette équation est

$$i = \frac{k}{\tau}\,\frac{w\sin\frac{\pi t}{\tau} + \left(p\frac{\tau}{\pi} - q\frac{\pi}{\tau}\right)\cos\frac{\pi}{\tau}t}{w^2 + \left(p\frac{\tau}{\pi} - q\frac{\pi}{\tau}\right)^2} + \text{des termes qui contiennent } e^{-t},$$

ces termes devenant négligeables, si l'on ne fait les observations qu'après un grand nombre de tours de l'aimant.

Comme on peut changer l'origine des temps, cette expression

peut se simplifier et s'écrire

$$i = \frac{k}{\tau} \frac{\sin \frac{\pi}{\tau} t}{\sqrt{w^2 + \left(p \frac{\tau}{\pi} - q \frac{\pi}{\tau}\right)^2}};$$

cette intensité est donc toujours plus faible que celle qu'on obtiendrait en supprimant l'électrolyte ($p = 0$), et l'induction du circuit sur lui-même ($q = 0$), à moins que ces deux influences perturbatrices ne se compensent, ce qui arrivera pour $p\tau^2 = q\pi^2$, c'est-à-dire pour une certaine vitesse de rotation.

L'introduction d'un électrolyte peut donc avoir pour effet de neutraliser l'action des extra-courants, ce qui, au point de vue pratique, peut être utile dans les appareils magnéto-électriques.

De plus, cette formule permet de comparer les résultats de l'expérience avec l'hypothèse faite que la polarisation est proportionnelle à la quantité de gaz. En effet, le dynamomètre donne la valeur moyenne du carré de l'intensité i du courant; ses déviations sont donc proportionnelles à $\frac{1}{\tau}\int i^2 dt$, c'est-à-dire à

$$\frac{k^2}{2\tau^2} \frac{1}{w^2 + \left(p \frac{\tau}{\pi} - q \frac{\pi}{\tau}\right)^2};$$

en introduisant le nombre n de tours par seconde, la déviation sera

$$\delta = \frac{A n^2}{w^2 + \left(\frac{p}{2\pi n} - q\, 2\pi n\right)^2}.$$

C'est au moyen de cette formule qu'ont été calculés les nombres δ' du tableau, la constante A étant déterminée une fois pour toutes au moyen d'un conducteur métallique de résistance connue, pour lequel la formule se réduit à

$$\Delta = \frac{A n^2}{w^2 + \overline{2\pi n q}^2}.$$

Les nombres donnés ci-dessus conduisent, pour $A = 7700$, aux valeurs suivantes des constantes :

$$w = 271{,}4, \quad p = 74800, \quad q = 0{,}5027.$$

L'écart entre les valeurs observées et calculées est insignifiant; de plus, les observations faites sur le conducteur métallique seul donneraient $q = 0,5217$, comme mesure de l'induction exercée par le courant lui-même. La concordance des deux valeurs est très-satisfaisante. On a donc le droit d'admettre que, pour ces faibles quantités, *la force électromotrice produite au contact d'une lame de platine et de gaz est proportionnelle à la quantité de gaz.*

Si l'on admet que la force électromotrice varie, non en raison de la quantité, mais de l'épaisseur de la couche, de sorte que la même quantité de gaz appliquée sur une lame de platine de 1 millimètre carré produise une force électromotrice 108 fois plus grande, on arrive, par des transformations faciles, au résultat numérique suivant : *En* $\frac{1}{111111}$ *de seconde, le courant d'intensité* 1 (*Weber*) *produit, sur des électrodes de platine de* 1 *millimètre carré de section, une polarisation égale à* 1 *Daniell.*

A. POTIER.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1872 (1).

BOLTZMANN. — Mouvement moléculaire d'un gaz simple en équilibre, p. 23.

L'auteur donne seulement les résultats d'un Mémoire, où il dit avoir prouvé que la répartition finale des forces vives du mouvement moléculaire dans un gaz simple en équilibre de température n'est possible que d'une seule manière, qui est celle indiquée par Maxwell. La même conclusion s'étend aux gaz dont la molécule comprend plusieurs atomes.

ŠUBIĆ. — Ueber die Temperatur-Constante (Sur les constantes caractéristiques de la température), p. 26.

L'auteur, s'appuyant sur les recherches de Joule, établit que l'augmentation de la force vive du mouvement de translation des molécules d'un gaz correspondant à une élévation de température de

---

(1) Cette publication contient un tableau mensuel des observations faites à l'Observatoire central de Météorologie et de Magnétisme terrestre établi à Vienne.

1 degré a pour un même volume de tous les gaz une même valeur. Cette valeur est de 636 kilogrammètres pour la masse gazeuse qui occupe le volume de 1 kilogramme d'hydrogène, tandis que le travail extérieur de la dilatation correspondante est de 424 kilogrammètres.

Il se fonde là-dessus pour calculer la valeur des constantes des lois de Mariotte et de Gay-Lussac, de la vitesse des molécules gazeuses et de l'équivalent mécanique de l'unité de chaleur.

VON LANG. — Notiz über die optischen Eigenschaften des schwefelsauren Œthylendiamins (Notice sur les propriétés optiques du sulfate d'éthylène-diamine), p. 28.

M. Des Cloizeaux a découvert le pouvoir rotatoire dans les cristaux de sulfate de strychnine. Le sulfate d'éthylène-diamine, cristallisant comme le précédent dans le système tétragonal, a montré un pouvoir rotatoire qui est les $\frac{3}{4}$ de celui du quartz.

Certains cristaux dévient à droite, d'autres à gauche le plan de polarisation de la lumière, sans que l'auteur ait pu découvrir trace d'hémiédrie non superposable dans les cristaux des deux espèces.

STEFAN. — Untersuchungen über die Wärmeleitung in Gasen (Recherches sur le pouvoir conducteur des gaz pour la chaleur), p. 42.

Dans une première série de recherches, l'air contenu dans un cylindre vertical est chauffé par-dessus ou refroidi par-dessous. Sa température moyenne à un instant quelconque se déduit de mesures manométriques effectuées sur le gaz lui-même. Le pouvoir conducteur trouvé de cette manière est trop grand ou trop petit suivant que les parois conduisent la chaleur plus vite ou plus lentement que l'air. Le premier cas se présente avec le verre ou le fer, le second avec le zinc. L'air se place donc à ce point de vue ([1]) entre le fer et le zinc.

Dans une deuxième série, on faisait usage de thermomètre à double enveloppe de cuivre ou de laiton. L'air contenu entre les deux enveloppes est chauffé, par exemple, par l'intérieur et refroidi par

([1]) Au point de vue de la vitesse du transport de la température, c'est-à-dire de la rapidité avec laquelle l'état stationnaire s'établit. Le pouvoir conducteur est relatif aux quantités de chaleur transportées, quand cet état est atteint.

l'extérieur; on trouve ainsi pour valeur du pouvoir conducteur absolu de l'air le nombre 0,000056 ([1]), qui correspond à un pouvoir conducteur 20000 fois plus petit que celui du cuivre, et 3400 fois plus petit que celui du fer ([2]). La théorie mécanique de la chaleur a conduit M. Maxwell au nombre 0,000055.

L'auteur a aussi vérifié que, conformément à la théorie, le pouvoir conducteur d'un gaz est indépendant de la pression, et que celui de l'hydrogène est 7 fois plus grand que celui de l'air.

HANDL. — Ueber absolute Intensität und Absorption des Lichtes (Sur l'intensité absolue et l'absorption de la lumière), p. 50.

Si on développe l'intensité suivant les puissances décroissantes du carré de la longueur d'onde et qu'on se borne à prendre les trois premiers termes, on voit comment l'intensité de la lumière peut s'annuler pour deux valeurs différentes de la longueur d'onde, ce qui éclaircit le mode d'absorption exercé par les solides et les liquides.

Pour expliquer l'absorption exercée par les gaz, M. Handl admet que dans ces corps l'éther n'est point homogène, mais condensé en atmosphères autour des molécules.

TOEPLER. — Vorläufige Bemerkung über eine verallgemeinerte Zerlegung der schwingenden Bewegungen in periodischen Componenten (Remarques sur un mode généralisé de décomposition des mouvements vibratoires en composantes périodiques), p. 64.

On sait que d'après Fourier on peut exprimer une fonction périodique quelconque par une série de sinus ou de cosinus de la forme

$$F(x) = a_1 \sin x + a_2 \sin 2x + \ldots + a_n \sin nx.$$

([1]) Les unités choisies sont le centimètre, la seconde et le gramme. C'est donc la quantité de chaleur qui passe en une seconde à travers 1 centimètre carré de la section d'un mur indéfini de 1 centimètre d'épaisseur, dont les deux faces sont maintenues à des températures différant de 1 degré. Cette quantité de chaleur est évaluée en millièmes de calorie.

([2]) Pouvoirs conducteurs du cuivre et du fer réduits aux unités précédentes :

	Cuivre.	Fer.
Péclet	0,19	0,072
Ångström	0,93	0,163

L'auteur indique un mode de décomposition beaucoup plus général. Soit $f(x)$ une fonction quelconque telle que l'on ait

$$f(x) = f(\varpi - x),$$

on peut écrire

$$\begin{aligned} F(x) = \pm A_1 f[\pm(x - \rho_1\varpi)] \pm A_2 f[\pm(2x - \rho_2\varpi)] \pm \ldots \\ \pm A_n f[\pm(nx - \rho_n\varpi)], \end{aligned}$$

où n représente le $n^{ième}$ nombre entier, $\frac{\varpi}{n}$ la demi-période du terme général, et ρ_n le nombre pair le plus voisin de $\frac{nx}{\varpi}$.

A chaque fonction $f(x)$ correspond une décomposition et une seule en composantes périodiques déterminées.

Les faits connus jusqu'ici en acoustique n'exigent pas que l'on ait recours à ce mode général de décomposition; mais l'auteur ne doute pas qu'on ne puisse instituer des expériences nouvelles, qui en réaliseraient physiquement des cas particuliers. Ainsi le ton simple considéré en acoustique pourrait résulter d'une infinité de synthèses différentes.

(*A suivre.*)

E. Bouty.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 14 *mars* 1873.

M. Cazin présente à la Société sa balance électrodynamique, et montre l'application qu'il en a faite à la détermination de la quantité de magnétisme d'un électro-aimant cylindrique. Il fait fonctionner ses appareils et expose les résultats de ses expériences.

M. Guillemin répète les expériences qu'il a faites récemment pour étudier l'influence exercée sur l'étincelle de la bobine de Ruhmkorff par de grandes surfaces isolées mises en communication avec les extrémités du fil induit.

Séance du 28 *mars* 1873.

M. Potier expose ses recherches théoriques et expérimentales sur la réflexion de la lumière. Il établit par l'expérience que la réflexion s'effectue, non à la

surface de séparation des deux milieux, mais dans l'épaisseur d'une couche à laquelle on ne peut substituer un plan que pour la lumière polarisée dans le plan d'incidence, la position de ce plan variant d'ailleurs avec la nature des milieux : ce qui s'explique en admettant une modification graduelle de l'état de l'éther dans le voisinage de la surface de séparation; et, de cette hypothèse justifiée, il déduit par l'analyse mathématique les formules de la polarisation elliptique.

M. Mascart indique quelques-unes des méthodes qu'il a employées pour déterminer les constantes des machines électriques ordinaires, c'est-à-dire le débit d'une part et d'autre part les différences de potentiel que ces machines établissent entre deux conducteurs. Il en montre diverses applications.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXVIII. — Mars 1873.

J.-M. Gaugain. — *Mémoire sur les courants d'induction développés dans la machine de Gramme*, p. 324.

F. Benevides. — *Sur les flammes des gaz comprimés*, p. 358.

M. Croullebois. — *Sur une application de la méthode analytique de MM. Fizeau et Foucault*, p. 382.

4e série. — Tome XXVIII. — Avril 1873.

M. Croullebois. — *Mémoire sur la double réfraction elliptique du quartz*, p. 433.

H. Violette. — *Note sur la fusion du platine*, p. 469.

Janssen. — *Rapport à l'Académie relatif à l'observation de l'éclipse du 12 décembre 1871 observée à Shoolor (Indoustan)*, p. 474.

F. Kuhlmann. — *Considérations sur la désagrégation des roches. Augmentation de volume dans la cristallisation*, p. 500.

J. Moutier. — *Sur la chaleur de dissolution des sels*, p. 515.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLV. — Mars 1873.

Everett. — *Sur le phénomène optique du mirage*, p. 161.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Correction à un Mémoire intitulé : Sur une détermination expérimentale de la relation existant entre l'énergie des sons de hauteur différente et de leur intensité apparente*, p. 173.

J. Hopkinson. — *Effet du frottement intérieur sur la résonnance*, p. 176.

F.-C. Henrici. — *Action des corps solides sur les solutions (gazeuses) sursaturées*, p. 183.

Bruce Warren. — *Sur une méthode pour éprouver les câbles télégraphiques sous-marins pendant la pose*, p. 199.

Noble. — *De la pression nécessaire pour imprimer un mouvement de rotation aux projectiles des armes rayées*, p. 204.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Note sur la mesure de l'intensité dans les théories du son et de la lumière*, p. 215.

Annales de Poggendorff.

Tome CXLVIII. — N° 2. — Février 1873.

J. Thomsen. — *Recherches thermochimiques (affinité de l'hydrogène pour les métalloïdes)*, p. 177.

O.-E. Meyer. — *Sur le frottement intérieur des gaz. — 5. Influence de la température sur le frottement des gaz*, p. 203.

A. Dupré. — *Sur la chaleur spécifique et la chaleur de dissolution, etc. de l'alcool méthylique*, p. 236.

P. Harting. — *Le physomètre, instrument propre à mesurer des volumes variables d'air ou d'autres corps* (fin), p. 244.

L. Schwendler. — *Sur les galvanomètres différentiels*, p. 270.

A.-M. Mayer. — *Méthode pour mesurer directement les phases de vibration de l'air, et pour déterminer directement dans l'air la forme de la surface d'onde*, p. 278.

A.-M. Mayer. — *Sur un pyromètre acoustique*, p. 287.

H. Morton. — *Sur la fluorescence de quelques carbures d'hydrogène solides extraits du goudron et des résidus de pétrole*, p. 292.

J.-L.-W. Dietrichson. — *Nouveau thermomètre propre à mesurer la température du fond des mers*, p. 298.

W. Feddersen. — *Sur la thermodiffusion des gaz*, p. 302.

G. Quincke. — *Sur les recherches exécutées par M. Potier, concernant la réflexion de la lumière à la surface des corps transparents et des métaux*, p. 311.

N. Jagn. — *Sur une machine pneumatique fondée sur le principe du bélier hydraulique*, p. 317.

F. Zöllner. — *Sur la dépendance entre les étoiles filantes et les comètes*, p. 322.

J. Sedlaczek. — *Nouvelle forme de siphon*, p. 333.

J. Yvon. — *Nouveau photomètre fondé sur la sensation du relief*, p. 334.

Ch. Tellier. — *Sur la détermination du point o degré des thermomètres*, p. 336.

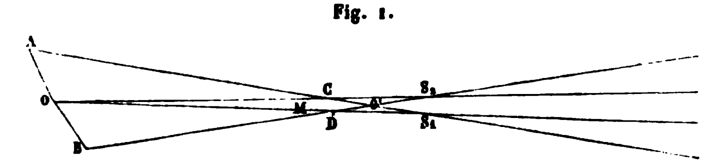
SUR L'INTERFÉRENCE DES RAYONS POLARISÉS;

PAR M. MASCART.

Dans un article précédent [1], j'ai indiqué comment on peut, par l'emploi de deux lunettes, comme celles d'un spectroscope, donner plus d'éclat aux phénomènes d'interférence en concentrant le faisceau lumineux dans la région où se produisent les franges, ce qui permet de n'employer que des sources de lumière très-faibles. Les expériences relatives à l'interférence des rayons polarisés ont une telle importance, au point de vue de la théorie, qu'on ne saurait trop les vulgariser; il ne paraîtra peut-être pas superflu de donner quelques indications pratiques sur la manière de les reproduire simplement.

On a vu comment se comportent les miroirs de Fresnel ou le biprisme, quand on les place entre un collimateur à fente et une lunette astronomique; mais j'ai besoin de revenir sur quelques points de cette disposition expérimentale. Si l'on emploie le biprisme ou deux miroirs dont les faces réfléchissantes font un angle plus petit que 180 degrés, ce qui est le cas habituel, il se produit dans la lunette, au foyer conjugué de la fente, deux images réelles S_1 et S_2 (*fig.* 1); mais à partir de ce point les faisceaux ne se rencontrent

Fig. 1.



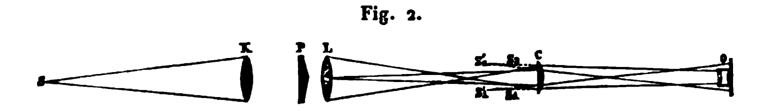
plus, et, à l'œil nu ou à l'aide d'un oculaire, on n'aperçoit de franges que dans la partie commune OCO'D, située en avant des images. On peut ramener les faisceaux l'un sur l'autre au delà du plan des images à l'aide d'une lentille convergente et produire de nouvelles franges que l'on examine à l'aide d'un oculaire situé un peu plus loin, comme l'indique la *fig.* 2. La lentille de champ C

---

(1) *Voir* t. I, p. 23.

d'une lunette de spectroscope convient très-bien pour cet objet. Les deux images se comportent alors comme deux sources identiques;

Fig. 2.

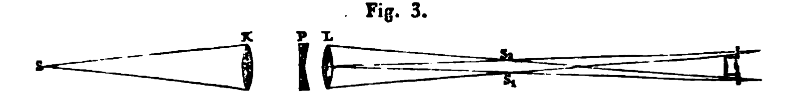


comme elles sont réelles, on peut les modifier séparément et établir sur les rayons qu'elles émettent des retards indépendants, ainsi que dans l'appareil des demi-lentilles de M. Billet.

Toutefois l'expérience réussit mieux et le phénomène est plus pur quand les faisceaux se rencontrent naturellement après avoir formé les deux images S_1 et S_2. J'ai dit qu'on peut réaliser cette condition avec deux miroirs dont les faces réfléchissantes font un angle plus grand que deux droits, et qu'on arriverait au même résultat en accolant par leurs arêtes deux prismes égaux d'un angle très-faible. J'avais des doutes sur la construction de ce biprisme; mais il a été réussi par M. Laurent mieux que je ne l'espérais, et je ne saurais trop en recommander l'usage.

L'appareil étant disposé comme le montre la *fig.* 3, on peut obtenir les déplacements de franges ordinaires en établissant un

Fig. 3.



retard sur l'un des faisceaux, soit à l'aide d'une lame de mica très-mince, soit par un tube à deux compartiments renfermant un gaz à des pressions différentes, ou de toute autre manière. Je n'insiste pas sur ce phénomène simple et je vais m'attacher spécialement aux interférences des rayons polarisés.

Polarisation rectiligne. — Pour répéter ces expériences, le moyen le plus commode est d'employer une lame cristalline formée de deux morceaux d'égale épaisseur, taillés parallèlement à l'axe, et rapprochés de façon que les deux sections principales soient rectangulaires. Le quartz convient très-bien, mais on peut se dispenser d'avoir recours à un opticien : on choisit une lame de gypse d'un millimètre d'épaisseur environ, qui donne une teinte bien uniforme quand on l'observe entre un polariseur et un analyseur. A l'aide

d'une pointe aiguë, on la coupe en deux suivant une droite inclinée à 45 degrés sur la section principale [1]; on rapproche les deux morceaux après avoir retourné l'un d'eux face pour face et on les colle sur un disque annulaire qui laisse à nu les régions voisines de la ligne de contact (*fig.* 4); les sections principales AB, AB' des deux

Fig. 4.

pièces sont ainsi à angle droit. On peut coller aussi les deux morceaux sur une lame de verre avec du baume de Canada; mais on risque alors de ne pas donner à la couche de baume une épaisseur constante, ce qui établit une dissymétrie dans les phénomènes.

1° On place cet appareil dans le plan des deux images S_1 et S_2, de façon qu'elles tombent séparément sur les deux lames cristallines. On reconnaît alors que le système de franges qui existait au milieu du champ a disparu, et qu'il se produit deux systèmes latéraux. L'un d'eux est dû à l'interférence des rayons ordinaires O_1 fournis par l'image S_1 dans la première lame avec les rayons extraordinaires E_2 fournis par la deuxième; l'autre système est dû aux rayons O_2 et E_1. Ces deux systèmes sont déplacés, l'un à droite et l'autre à gauche, à cause de la différence de marche que la double réfraction établit entre les faisceaux interférents, et ils sont polarisés dans deux plans rectangulaires. Quant au système médian qui devrait résulter de la combinaison des deux groupes de rayons O_1 et O_2 d'une part, et des groupes E_1 et E_2 d'autre part, il n'apparaît pas, parce que les plans de polarisation des rayons qui devraient interférer sont rectangulaires.

Si l'on observe le phénomène avec un analyseur, on reconnaît la polarisation des systèmes latéraux; mais on ne parvient pas à faire apparaître le système médian, bien que l'on ramène ainsi dans le même plan de polarisation une partie des rayons O_1 et O_2 ou E_1 et E_2. Nous en verrons plus loin le motif.

2° On fait tomber les deux images S_1 et S_2 sur la même lame

[1] *Voir* le *Traité d'Optique physique* de M. Billet, t. I, p. 496, note.

cristalline, le système de franges médian apparaît seul cette fois; il est formé de deux groupes superposés produits par les rayons O_1 et O_2 et par les rayons E_1 et E_2. Les franges latérales n'existent plus et l'emploi d'un analyseur ne les révèle pas. Le phénomène est donc l'inverse du précédent.

3° On répète la première expérience en polarisant la lumière primitive à l'aide d'un polariseur placé en avant de la fente, le phénomène ne paraît pas changé; mais, en armant l'œil d'un analyseur, on découvre le système de franges médian. Si le plan primitif de polarisation est parallèle à la fente, et si l'on emploie un analyseur biréfringent dont la section principale est aussi parallèle à la fente, on voit dans l'image ordinaire trois systèmes de franges ayant tous la frange centrale blanche; dans l'image extraordinaire il y a aussi trois autres systèmes, et la frange centrale du système médian est alors noire.

Quand on fait tourner l'analyseur de 90 degrés, la frange centrale du système médian devient noire dans l'image ordinaire et blanche dans l'image extraordinaire. Cette production de 6 systèmes de franges simultanés dans le champ de la loupe constitue l'un des plus beaux phénomènes d'optique que l'on puisse réaliser.

4° De même, si l'on répète la deuxième expérience avec un polariseur et un analyseur, on fait apparaître les systèmes latéraux; pour une certaine position de l'analyseur, on reconnaît que la frange centrale est noire dans l'un des systèmes latéraux et blanche dans l'autre, tandis que l'inverse a lieu quand on tourne l'analyseur de 90 degrés.

De ces diverses expériences, on déduit les lois suivantes découvertes par Arago et Fresnel.

a. — La lumière polarisée interfère comme la lumière naturelle;

b. — Deux rayons polarisés à angle droit n'interfèrent pas;

c. — Deux rayons polarisés à angle droit et ramenés au même plan de polarisation interfèrent s'ils proviennent d'un faisceau primitivement polarisé. La frange centrale est blanche si les rayons sont ramenés à être polarisés dans le plan primitif, et noire s'ils sont ramenés dans un plan perpendiculaire au premier.

d. — Deux rayons polarisés à angle droit n'interfèrent pas, quand on les ramène dans le même plan de polarisation, s'ils proviennent d'un faisceau naturel.

On se borne habituellement à énoncer cette dernière loi sans en donner la raison qui est très-simple. La lumière naturelle peut être considérée comme formée de deux faisceaux polarisés dans des plans quelconques rectangulaires; si l'on choisit ces deux plans, l'un parallèle et l'autre perpendiculaire à la section principale de l'analyseur, on voit que la frange centrale sera blanche pour l'un des faisceaux, et pour l'autre noire; la superposition de ces deux systèmes de franges complémentaires produira un éclairement uniforme.

On sait que Fresnel a démontré, comme une conséquence de ces lois, que les vibrations lumineuses dans un rayon polarisé sont rectilignes, transversales, et situées, soit dans le plan de polarisation, soit dans un plan perpendiculaire. Les vibrations rectilignes, en se combinant entre elles, donnent aussi des vibrations elliptiques ou circulaires qui peuvent encore interférer. Je vais citer quelques exemples relatifs aux rayons polarisés circulairement.

Polarisation circulaire. — Pour se procurer aisément des rayons de vibrations circulaires, il suffit de remplacer la double lame cristalline dont nous nous sommes servi jusqu'à présent par une lame de mica d'un quart d'onde coupée de la même manière; c'est la lame polariscopique de Bravais.

5° On fait tomber, comme dans le premier cas, les deux images S_1 et S_2 séparément sur les deux lames de mica, et l'on observe sans analyseur; toutes les franges ont disparu. Cette expérience peut être interprétée de plusieurs manières différentes.

Remarquons d'abord que le système médian ne peut pas se produire, puisque la lumière incidente est naturelle. La lame de mica établissant une différence de marche d'un quart de longueur d'onde entre les deux rayons ordinaire et extraordinaire, les systèmes de franges latéraux sont rejetés, l'un à droite d'un quart de frange, l'autre à gauche d'un quart de frange, ce qui fait un déplacement relatif d'une demi-frange. Les deux systèmes sont alors complémentaires et donnent un éclairement uniforme; mais, comme ils sont polarisés dans des plans rectangulaires, il suffit de les observer avec un analyseur pour les éteindre l'un ou l'autre et dégager les franges.

On peut dire aussi que le champ dans lequel on observe présente différents états de polarisation partielle ou totale; on a ainsi une imitation de l'expérience par laquelle M. Fizeau a démontré l'existence de ces phénomènes de *polarisation par interfé-*

rence [1]. M. Fizeau produisait les retards d'un quart d'onde à l'aide de deux parallélépipèdes de Fresnel dont les plans de réflexion étaient croisés à angle droit. Sous cette forme, l'expérience est plus correcte, parce qu'on n'a pas recours à la double réfraction qui polarise par elle-même, et parce que le retard produit par les deux réflexions totales est sensiblement le même pour toutes les couleurs; tandis qu'avec une lame de mica la dispersion intervient et il reste toujours dans le champ des traces de lignes colorées qui décèlent la présence des franges.

Enfin il est permis encore de remplacer la lumière incidente par deux composantes polarisées à angle droit parallèlement et perpendiculairement à la fente. Chacune de ces composantes donne, à la sortie des deux micas, deux rayons polarisés circulairement en sens contraire dont l'interférence reproduit des rayons polarisés dans différents plans. En certains points du champ, l'état de polarisation produit par chacune des composantes est le même, et la lumière y est polarisée totalement. En d'autres points, les plans de polarisation dus aux deux composantes sont plus ou moins obliques l'un à l'autre, ce qui donne de la lumière partiellement polarisée. Toutefois cette interprétation est compliquée dans le cas actuel, mais on peut simplifier le phénomène de la manière suivante.

6° En polarisant le faisceau primitif parallèlement à la fente, on n'a plus à la sortie des deux micas que deux rayons circulaires inverses. Ils donnent en se combinant des rayons polarisés rectilignement, mais le plan de polarisation a tourné, pour les différents points du champ, d'une quantité proportionnelle à la différence de marche. Les franges n'apparaissent encore que si l'on emploie un analyseur. En tournant l'analyseur à droite ou à gauche, les franges se déplacent d'une manière continue dans un sens ou dans l'autre. Si l'on fait tourner de 90 degrés le plan primitif de polarisation, on intervertit le sens dans lequel se déplacent les franges pour une même rotation de l'analyseur.

7° Si les deux images S_1 et S_2 tombent sur le même mica, la lumière étant primitivement polarisée parallèlement à la fente, on obtient deux rayons circulaires de même sens qui interfèrent à la manière ordinaire; le phénomène n'offre rien de particulier.

---

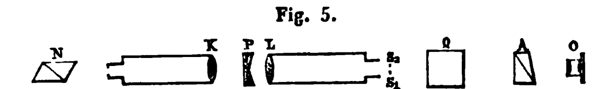
[1] *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LII, p. 1221; 17 juin 1861.

En interposant sur le trajet des rayons, dans ces différentes expériences, des corps qui jouissent de la double réfraction circulaire, on produit des effets tout à fait analogues à ceux que donnent les lames cristallines avec les rayons polarisés rectilignement.

8° Plaçons, dans l'expérience 6, un quartz perpendiculaire à l'axe à la suite des deux micas. Les deux rayons circulaires droit et gauche fournis par les micas éprouvent dans le quartz des retards différents, de sorte que la frange centrale sera déplacée d'un certain côté. En tournant le polariseur de 90 degrés, on change le rôle des deux micas; celui qui donnait un rayon droit donne maintenant un rayon gauche et le déplacement des franges a lieu de l'autre côté. On changerait de même le sens du déplacement en substituant au premier quartz un autre de rotation contraire. Il est clair que le quartz peut être remplacé par un liquide actif, comme de l'essence de térébenthine, et le résultat est le même. Cette expérience démontre que les liquides actifs jouissent de la double réfraction circulaire, c'est-à-dire propagent avec des vitesses différentes les vibrations circulaires de sens contraires; elle est de M. Babinet [1].

9° L'expérience suivante est encore plus complète en théorie et plus simple à réaliser. La lumière est polarisée (*fig.* 5); on sup-

Fig. 5.



prime les deux micas, on place à la suite des images S_1 et S_2 un quartz Q perpendiculaire à l'axe, et l'on examine le phénomène à l'aide d'un analyseur biréfringent A. Les deux images de l'analyseur présentent chacune trois systèmes de franges. En effet, les faisceaux de rayons émanés des sources S_1 et S_2, étant polarisés rectilignement, peuvent être considérés chacun comme la superposition de deux faisceaux égaux polarisés circulairement à gauche et à droite, G_1 et D_1 d'une part, G_2 et D_2 de l'autre. Les rayons G_1 et G_2 étant également modifiés par le quartz interfèrent au milieu du champ, comme si le quartz n'existait pas; il en est de même de D_1 et D_2. Ces quatre rayons constituent le système médian de franges, que l'on peut voir sans analyseur. Les rayons inverses G_1 et D_2 donnent des rayons po-

[1] *Voir* le *Traité d'Optique physique*, de M. Billet, t. II, p. 232.

larisés dans des plans différents et, comme ils ne traversent pas le quartz avec la même vitesse, ils produisent l'un des systèmes de franges latéraux; G_2 et D_1 donnent l'autre système. On a encore ici dans le champ de la loupe six systèmes de franges comme dans la troisième expérience, et d'une manière beaucoup plus commode; il suffit pour cela d'avoir à sa disposition un quartz de 3 ou 4 centimètres d'épaisseur environ. Ce beau phénomène a été observé d'abord par Arago avec le quartz, puis par Fresnel avec l'essence de térébenthine ([1]).

Si le plan primitif de polarisation, au lieu d'être à 45 degrés de la section principale des micas, a une direction différente, ou si les sections principales de ces lames ne sont pas à angle droit, la lumière sortant des lames sera polarisée elliptiquement, et pourra donner lieu à des interférences d'une nouvelle espèce; mais on ne trouverait pas là de phénomènes bien intéressants. Une autre combinaison mérite encore d'être signalée, c'est l'interférence d'un rayon circulaire avec un rayon rectiligne. Il suffit pour cela que les deux lames de mica aient leurs sections principales à 45 degrés. Le plan primitif de polarisation étant parallèle à l'une des sections principales, l'une des sources, S_1 par exemple, restera polarisée et pourra être considérée comme formée de deux rayons circulaires inverses G_1 et D_1; l'autre source S_2 ne donnera qu'un rayon circulaire, ou deux rayons égaux et de même sens comme G'_2 et G''_2. Les rayons G_1 et G'_2 interfèrent comme des rayons naturels et donnent le système de franges médian; les rayons G''_2 et D_1 donnent des rayons polarisés dans des plans différents; on pourra rejeter ce système à droite ou à gauche avec un quartz et révéler les franges à l'aide d'un analyseur. Si l'analyseur est biréfringent, on verra donc quatre systèmes de franges dont deux latéraux du même côté; si l'on tourne le polariseur de 90 degrés, ou bien si l'on change le signe du quartz, les franges latérales passent de l'autre côté, etc.

En résumé, on peut, par des moyens très-simples et sans ressources étrangères, répéter les expériences les plus importantes au point de vue de la constitution mécanique de la lumière : ces expériences trop peu connues sont à la portée de tous les expérimentateurs.

([1]) *Œuvres de Fresnel*, t. I, p. 656.

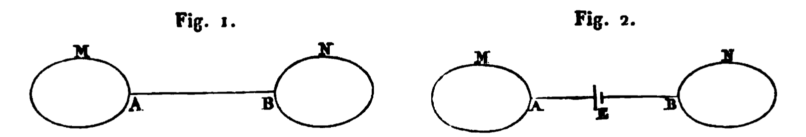
RÉSOLUTION DES ÉQUATIONS FOURNIES PAR LES LOIS DE KIRCHHOFF, POUR LA DISTRIBUTION DES COURANTS ÉLECTRIQUES DANS UN SYSTÈME QUELCONQUE DE CONDUCTEURS LINÉAIRES (¹);

PAR J. RAYNAUD,
Directeur des transmissions télégraphiques.

1. Soit un système de n conducteurs donnés 1, 2, 3,..., n, reliés entre eux d'une façon quelconque, et dans chacun desquels on place une force électromotrice également quelconque.

Nous supposerons que le système donné soit *unique*, c'est-à-dire indécomposable en systèmes indépendants les uns des autres, ce qui implique les deux conditions suivantes :

1° Deux points de concours quelconques sont reliés entre eux. Car si A et B (*fig.* 1 et 2) ne sont pas reliés, tous les points reliés



à A forment un système complétement séparé de celui qui est formé par tous les points reliés à B.

2° Tout conducteur fait partie d'une figure fermée. Car si AB (*fig.* 1) est un conducteur ne faisant partie d'aucune figure fermée, tous les points reliés à A autrement que par BA ne sont rattachés que par ce conducteur au reste du système. Or AB ne peut être traversé par un courant *permanent;* car il y aurait alors accumulation ou déperdition d'électricité dans l'ensemble des figures reliées à A. Si l'on réunit par AB deux points ayant des potentiels inégaux dans les circuits distincts M et N, il se produira tout d'abord un courant *instantané* qui rétablira l'égalité des potentiels en ces deux points, et fera subir une modification correspondant aux potentiels des autres points des deux circuits (²); mais ce courant cessera bientôt, par suite de l'égalisation des potentiels en A et B. Si le conduc-

---

(¹) KIRCHHOFF, *Annales de Poggendorff*, t. LXXII; 1847. — LUCIEN DE LA RIVE, *Archive des Sciences physiques et naturelles de la Bibliothèque de Genève*, t. XVII; 1863.

(²) *Lois de Ohm dans l'état permanent;* t. I, p. 311, § 5, de ce Journal.

teur AB renferme une force électromotrice E, les potentiels A et B deviendront égaux aux potentiels polaires de la pile intercalée, et, quand le régime permanent sera établi, il ne pourra y avoir courant ni entre A et E, ni entre E et B. On pourra donc supprimer ce conducteur sans changer les intensités dans les systèmes M et N, qui seront alors indépendants.

Mais on aura un système unique fermé si AB est commun aux deux circuits, ou si M et N sont réunis par un second conducteur, ou si l'on fait communiquer avec la terre un point de M et un point de N.

2. Le problème de la distribution des courants dans un point du système est déterminé en ce qui concerne les intensités, le potentiel ne l'étant qu'à une constante près ([1]). Les conditions du problème se réduisent aux deux lois de Kirchhoff ([2]) :

$$\Sigma i = 0, \quad \text{pour les points de concours;}$$
$$\Sigma (ir - e) = 0, \quad \text{pour les figures fermées.}$$

L'application de ces lois aux points de concours et aux figures fermées du système devra donc fournir n équations distinctes, qui feront connaître les intensités dans les n conducteurs du système.

Or : 1° s'il y a dans le système m points de concours, l'application de la loi $\Sigma i = 0$ à $m - 1$ de ces points fournira $m - 1$ équations distinctes; 2° si p est le nombre minimum des conducteurs qu'il faut enlever du système donné S, pour qu'il n'y reste plus aucune figure fermée, la relation des figures fermées $\Sigma (ir - e) = 0$ fournira p équations indépendantes. Le nombre des inconnues étant n, le nombre des équations étant $m - 1 + p$, et toutes les conditions de la détermination des intensités dans les n conducteurs se réduisant aux relations de Kirchhoff, on doit avoir l'équation de condition

$$p = n - m + 1.$$

La démonstration directe de cette conséquence, donnée par M. L. de la Rive à l'aide de considérations géométriques, peut être

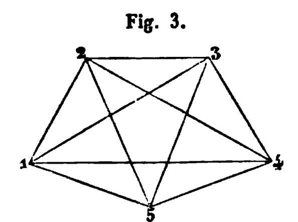
---

([1]) *Lois de Ohm dans l'état permanent;* t. I, p. 311, § 5, de ce Journal.
([2]) *Circuits dérivés, lois de Kirchhoff;* t. II, p. 92, § 3, de ce Journal.

regardée comme une vérification de la théorie des courants constants.

3. La première proposition est évidente, si l'on considère un système dont tous les points sont réunis directement deux à deux. En appliquant, en effet, la relation $\Sigma i = 0$ (*fig.* 3) à tous les m

Fig. 3.



points de concours, chaque intensité se présentera deux fois dans les équations obtenues, une fois avec le coefficient $+1$, et l'autre fois avec le coefficient -1; car, si l'on considère le conducteur joignant deux de ces points, le courant sortira de l'un de ces points pour pénétrer dans l'autre. Si (k, l) désigne l'intensité dans le conducteur joignant le point k au point l, les équations seront de la forme

$$(1,2)+(1,3)+(1,4)+\ldots+(1,k)+\ldots+(1,l)+\ldots+(1,m)=0,$$
$$(2,1)+(2,3)+(2,4)+\ldots+(2,k)+\ldots+(2,l)+\ldots+(2,m)=0,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$
$$(k,1)+(k,2)+(k,3)+\ldots+(k,l)+\ldots+(k,m)=0,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$
$$(l,1)+(l,2)+(l,3)+\ldots+(l,k)+\ldots+(l,m)=0,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$
$$(m,1)+(m,2)+(m,3)+\ldots+(m,k)+\ldots+(m,l)+\ldots+(m,\overline{m-1})=0,$$

et comme

$$(k,l)=-(l,k),$$

la somme de ces m équations donnera l'identité $0=0$. Mais, en appliquant le théorème à $m-1$ points, chaque équation renfermera une inconnue (k, m) qui n'entrera pas dans les autres, c'est-à-dire l'intensité dans le conducteur qui joint le point considéré k

au dernier point m. La somme des $m-1$ équations donnera précisément la relation $\Sigma i = 0$ appliquée à ce dernier point.

Si l'on supprime quelques-uns des conducteurs, cela revient à faire les intensités correspondantes nulles dans les équations ; mais il est évident que, tant que les m points de concours subsisteront, les $m-1$ premières équations seront toujours distinctes.

4. Il faut faire voir, en second lieu, que, si p est le nombre minimum de conducteurs qu'il faut enlever du système donné S pour qu'il n'y reste aucune figure fermée, p est aussi le nombre d'équations distinctes fournies par la relation des figures fermées.

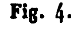
J'appelle $1, 2, 3, \ldots, p-1, p$ les p conducteurs ; il est clair que si l'on enlève $p-1$ d'entre eux, il ne restera plus qu'une seule figure fermée : il en restera au moins une, car sans cela p ne serait pas minimum ; et il n'en restera qu'une, car, en levant le $p^{ième}$ conducteur, on ne peut ouvrir qu'une figure. Appliquons la seconde loi aux figures fermées, qui restent successivement lorsqu'on enlève les conducteurs,

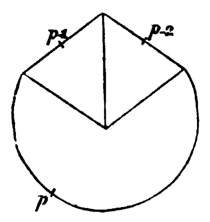
$$\begin{array}{llll} ., & 2, & 3, & 4, \ldots, p, \\ 1, & ., & 3, & 4, \ldots, p, \\ 1, & 2, & ., & 4, \ldots, p, \\ \multicolumn{4}{l}{\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,} \\ 1, & 2, & 3, & 4, \ldots, p-1. \end{array}$$

Chaque figure *simple* ainsi formée donne lieu à une équation, dans laquelle entre une inconnue qui n'est contenue dans aucune des autres : la première seule contient i_1, la seconde seule contient $i_2, \ldots$, la $p^{ième}$ seule contient i_p ; par suite, aucune d'elles ne peut être la conséquence des autres. Il y a donc au moins p équations indépendantes : pour démontrer qu'il n'y en a que p, il suffira de faire voir que toute autre figure fermée de S peut se former par la juxtaposition d'un certain nombre des précédentes ; d'où il résultera que toute équation obtenue par la considération de cette figure se déduira par addition ou soustraction des équations fournies par les figures simples.

Or toutes les figures fermées du système donné S peuvent se diviser en deux catégories : celles dans lesquelles le fil p entre, et celles qui appartiennent au système S', qui se déduit de S par la suppres-

sion du fil p. Soit f_p la figure *simple* qui contient p (*fig.* 4). Comme toute figure dans laquelle entre un certain conducteur peut être


Fig. 4.



formée par la juxtaposition d'une figure déterminée dont ce conducteur fait partie, et d'une certaine figure dont ce même conducteur ne fait pas partie, il en résulte que toutes les figures de S peuvent se former à l'aide de f_p et des figures de S'. En désignant de même par S'' l'ensemble des figures de S', dont le fil $p-1$ ne fait pas partie, on verra aussi que toutes les figures de S' peuvent se former à l'aide de f_{p-1} et de S''. En continuant ainsi, on arrive à un système $S^{(p-1)}$ de figures dans lesquelles n'entre aucun des $p-1$ conducteurs 2, 3,..., $(p-1)$, p, et l'on voit que $S^{(p-1)}$ ne peut se composer que de la seule figure f_1. Par suite, toutes les figures de S peuvent se former au moyen des p figures simples $f_1, f_2, \ldots, f_p$.

5. Les n équations nécessaires et suffisantes pour la détermination des intensités dans les n conducteurs seront donc de la forme

$$p \text{ équations} \left\{ \begin{array}{l} a_1^1 r_1 i_1 + a_2^1 r_2 i_2 + \ldots + a_n^1 r_n i_n = a_1^1 e_1 + a_2^1 e_2 + \ldots + a_n^1 e_n, \\ a_1^2 r_1 i_1 + a_2^2 r_2 i_2 + \ldots + a_n^2 r_n i_n = a_1^2 e_1 + a_2^2 e_2 + \ldots + a_n^2 e_n, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ a_1^p r_1 i_1 + a_2^p r_2 i_2 + \ldots + a_n^p r_n i_n = a_1^p e_1 + a_2^p e_2 + \ldots + a_n^p e_n; \end{array} \right.$$

$$n-p=m-1 \text{ éq.} \left\{ \begin{array}{l} a_1^{p+1} i_1 + a_2^{p+1} i_2 + \ldots + a_n^{p+1} i_n = 0, \\ a_1^{p+2} i_1 + a_2^{p+2} i_2 + \ldots + a_n^{p+2} i_n = 0, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ a_1^n i_1 + a_2^n i_2 + \ldots + a_n^n i_n = 0. \end{array} \right.$$

Dans ces équations, les quantités a représentent $+1$, -1 ou 0, et p a la signification donnée précédemment.

En appliquant à ces n équations les règles de la résolution des équations générales du premier degré à n inconnues, on en déduit les conséquences suivantes :

1° Le dénominateur commun ou *déterminant* des valeurs des intensités est une somme de combinaisons des résistances $r_1, r_2, \ldots, r_n$ prises p à p, chacune de ces combinaisons étant multipliée par un coefficient numérique. Le premier terme du déterminant (diagonale du carré des éléments) sera

$$(a_1^1 r_1)(a_2^2 r_2)\ldots(a_p^p r_p)\, a_{p+1}^{p+1}\ldots a_n^n,$$

ou

$$a_1^1 a_2^2 \ldots a_n^n \times r_1 r_2 \ldots r_p.$$

2° Le numérateur de chaque inconnue est une somme de combinaisons de $r_1, r_2, \ldots, r_n$, prises $p-1$ à $p-1$, chaque combinaison étant multipliée par une fonction linéaire homogène des quantités $e_1, e_2, \ldots, e_n$ à coefficient numérique.

Le premier terme du numérateur de i_1 sera

$$a_2^2 \ldots a_n^n \times r_2 r_3 \ldots r_p (a_1^1 e_1 + a_2^1 e_2 + \ldots + a_n^1 e_n).$$

On est conduit à ces expressions en se rappelant simplement la forme des solutions des équations générales du premier degré, à trois et même à deux inconnues seulement.

6. Je dis d'abord que le dénominateur commun devra renfermer toutes les combinaisons $r_1 r_2 \ldots r_p$, telles que les p conducteurs qui y entrent jouissent de cette propriété que, par leur suppression, il ne reste plus de figure fermée. On peut s'en rendre compte de la façon suivante : en formant les p premières équations à l'aide des figures fermées qui restent successivement par la suppression de $p-1$ de ces fils, la première équation ne contiendra pas $i_2, \ldots, i_p$, en d'autres termes $a_2^1, a_3^1, \ldots, a_p^1$ sont nuls ; mais elle renfermera toujours i_1 et par suite r_1, et ce sera la seule équation qui renfermera ces quantités ; la seconde renfermera seule $i_2, r_2, \ldots$, la $p^{\text{ième}}$ seule renfermera i_p, r_p. Le premier terme du dénominateur renfermera donc toujours la combinaison $r_1 r_2 \ldots r_p$. Mais nous avons autant de manières différentes de former ces p équations qu'il existe de moyens d'obtenir toutes les figures fermées simples par la suppression de $p-1$ fils, et les valeurs des inconnues déduites de ces

systèmes différents devront être identiques. Or, dans chacun de ces systèmes, le premier terme du dénominateur commun est la combinaison formée par le produit des p conducteurs considérés. Donc « toutes les combinaisons de n fils p à p, telles que les p fils qui la composent, par leur suppression, détruisent toutes les figures fermées, entrent dans le dénominateur. »

Remarquons également que si, dans un quelconque des systèmes des p équations considérées, on supprime les p conducteurs r_1, $r_2, \ldots, r_p$, le système sera complétement ouvert, et par suite toutes les valeurs des intensités devront être nulles. Donc, en faisant $r_1 = \infty$, $r_2 = \infty$, ..., $r_p = \infty$ dans la valeur générale de i, on devra toujours avoir $i = 0$. Or, en divisant le numérateur et le dénominateur par $r_1 r_2 \ldots r_p$, puis faisant ces résistances infinies, le numérateur sera nul, puisqu'il renferme les combinaisons $p - 1$ à $p - 1$; pour que le dénominateur ne soit pas nul, il faudra qu'il renferme la combinaison $r_1 r_2 \ldots r_p$.

Je dis, en second lieu, que toute combinaison de p conducteurs *ne remplissant pas la condition énoncée* ne doit pas entrer dans le dénominateur.

Soit encore $r_1 r_2 \ldots r_p$ cette combinaison : en supprimant ces p conducteurs, il restera, par hypothèse, au moins une figure fermée, et, dans cette figure fermée, l'intensité sera constante et égale à $\frac{\Sigma e}{\Sigma r}$. Donc, en faisant $r_1, r_2, \ldots, r_p$ infinis dans les valeurs de i, ces valeurs devront être égales à $\frac{\Sigma e}{\Sigma r}$ ou bien nulles, suivant que le conducteur dont i est l'intensité fait partie ou non de la figure fermée qui reste; mais, si l'on divise auparavant le numérateur et le dénominateur par le produit $r_1 r_2 \ldots r_p$, le numérateur sera toujours nul : donc, pour que certaines des quantités i aient une valeur déterminée, il faudra que le dénominateur soit aussi nul, c'est-à-dire ne contienne pas la combinaison $r_1 r_2 \ldots r_p$. Alors i se présentera sous la forme $\frac{0}{0}$: i sera réellement nul ou égal à $\frac{\Sigma e}{\Sigma r}$, par la suppression d'un facteur commun au numérateur et au dénominateur, suivant que le conducteur considéré ne fera pas partie de la figure fermée qui reste, ou qu'il entrera dans sa composition.

Quant aux coefficients numériques des combinaisons qui entrent dans le dénominateur, ils seront toujours égaux à $+1$, puisque, par

la suppression de $p-1$ conducteurs jouissant de la propriété énoncée, on doit avoir, si le fil considéré fait partie de la figure fermée qui reste, $i=\frac{\Sigma e}{\Sigma r}$.

En résumé :

1° « Le dénominateur commun des valeurs de toutes les intensités est la somme des combinaisons des n résistances des conducteurs prises p à p, telles qu'après la suppression de ces p conducteurs il ne reste plus aucune figure fermée; c'est-à-dire la somme des produits des résistances qui entrent dans chacune des figures fermées simples ou des équations $\Sigma(ir-e)=0$. »

La manière dont le numérateur se déduit du dénominateur montre immédiatement que :

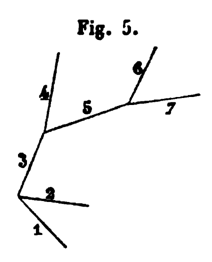
2° « Le numérateur d'une quantité i est la somme des combinaisons $p-1$ à $p-1$ des n conducteurs, telles qu'après la suppression de $p-1$ d'entre eux il ne reste plus qu'une seule figure fermée, dont le conducteur qui possède l'intensité i fait partie. Chaque combinaison est multipliée par la somme des forces électromotrices qui se trouvent dans la figure fermée relative à cette combinaison. »

7. *Première conséquence.* — La condition trouvée précédemment pour qu'une combinaison entre dans le dénominateur peut s'énoncer comme il suit :

« La combinaison $r_1 r_2 \ldots r_p$ entre dans le dénominateur commun lorsque les équations fournies par la relation $\Sigma(ir-e)=0$ sont distinctes par rapport à $i_1, i_2, \ldots, i_p$ » ; ou encore

« La combinaison $r_1 r_2 \ldots r_p$ entre dans le dénominateur commun lorsque, entre i_1, $i_2, \ldots$, i_p, il n'y a aucune équation qui puisse

Fig. 5.



être une conséquence des équations obtenues en appliquant la relation $\Sigma i=0$. »

Si l'on a, par exemple (*fig.* 5), les fils 1, 2, 3 concourant en un premier point, 3, 4, 5 en un second, 5, 6, 7 en un troisième, etc., le dénominateur commun ne contiendra pas les combinaisons suivantes :

(1) $r_1 r_2 r_3,$

(2) $r_3 r_4 r_5,$

(3) $r_5 r_6 r_7,$

relatives aux points de concours; ni les suivantes qui se déduisent des relations de ces points :

(4) $r_1 r_2 r_4 r_5,$

(5) $r_3 r_4 r_6 r_7;$

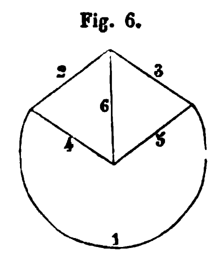
ni la suivante qui se déduit de (1) et (5) :

$$r_1 r_2 r_4 r_6 r_7.$$

Cette remarque permet d'obtenir facilement les combinaisons qui n'entrent pas dans le dénominateur commun.

Il est évident d'ailleurs que les conducteurs concourant en un même point ne peuvent, par leur suppression, détruire toutes les figures fermées. Donc, en particulier, « les combinaisons formées de résistances de conducteurs concourant en un même point n'entreront pas dans le dénominateur ».

Fig. 6.



Ainsi, dans le pont de Wheatstone (*fig.* 6), le dénominateur commun sera la somme des combinaisons des résistances $r_1, r_2, \ldots, r_6$ prises 3 à 3, avec la suppression des 4 suivantes relatives aux points

de concours :

$$r_1 r_2 r_4, \quad r_2 r_3 r_6, \quad r_1 r_2 r_5, \quad r_4 r_5 r_6.$$

On a, dans ce cas,

$$n = 6, \quad m = 4;$$

donc

$$p = n - m + 1 = 3.$$

Le nombre des termes du dénominateur sera donc

$$\frac{m(m-1)(m-2)}{1.2.3} - 4 = 20 - 4 = 16.$$

8. *Deuxième conséquence.* — « Dans un système quelconque de conducteurs linéaires, contenant des forces électromotrices, l'intensité du courant envoyé dans un conducteur a, par une force électromotrice contenue dans un conducteur b, sera égale à celle qui serait envoyée en b par une force électromotrice égale placée en a. »

Cette propriété, évidente dans le circuit simple qui renfermerait les deux conducteurs a et b, subsiste encore dans les circuits dérivés.

Si, en effet, on ordonne les termes des numérateurs des intensités par rapport aux forces électromotrices $e_1, e_2, \ldots, e_n$, les solutions finales auxquelles conduit la résolution générale des équations sont de la forme

$$i_1 = \frac{C_1^1 e_1 + C_2^1 e_2 + \ldots + C_k^1 e_k \ldots + C_l^1 e_l \ldots + C_n^1 e_n}{D},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$i_2 = \frac{C_1^2 e_1 + C_2^2 e_2 + \ldots + C_k^2 e_k \ldots + C_l^2 e_l \ldots + C_n^2 e_n}{D},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$i_k = \frac{C_1^k e_1 + C_2^k e_2 + \ldots + C_k^k e_k \ldots + C_l^k e_l \ldots + C_n^k e_n}{D},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$i_l = \frac{C_1^l e_1 + C_2^l e_2 + \ldots + C_k^l e_k \ldots + C_l^l e_l \ldots + C_n^l e_n}{D},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$i_n = \frac{C_1^n e_1 + C_2^n e_2 + \ldots + C_k^n e_k \ldots + C_l^n e_l \ldots + C_n^n e_n}{D},$$

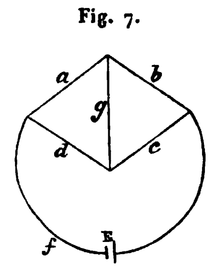
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

La partie du courant i_k provenant de la force électromotrice e_l est $\frac{C_l^k e_l}{D}$; celle de i_l provenant de e_k, $\frac{C_k^l e_k}{D}$: il faut donc montrer que $C_l^k = C_k^l$.

Mais, dans i_k, le coefficient de e_l est la somme des combinaisons, partie positives et partie négatives, prises $p-1$ à $p-1$ qui entrent dans le dénominateur commun multipliées les unes par r_k, les autres par r_l : ce sont précisément les combinaisons $p-1$ à $p-1$ qui jouissent de cette propriété, qu'après la suppression des $p-1$ fils qui les composent il ne reste plus qu'une seule figure fermée dans laquelle entrent à la fois les conducteurs r_k et r_l, et pour laquelle la proposition est évidente; et, de plus, la combinaison considérée doit être prise positivement, lorsque, dans la figure qui reste, la direction positive de i_k coïncide avec celle de e_l, et négativement dans le cas contraire, et par suite on a bien $C_l^k = C_k^l$.

9. Il résulte de là que, « si dans un système de conducteurs linéaires il se trouve un conducteur a dans lequel l'intensité du courant est indépendante de la force électromotrice contenue en b, l'intensité en b sera indépendante de la force électromotrice qui se trouve en a ». Car alors $C_l^k = C_k^l = 0$.

Fig. 7.



Ainsi, dans le pont de Wheatstone, si $ac = bd$ (*fig.* 7), la pile E n'envoie aucun courant dans g : donc, tant que cette relation subsistera, une pile placée en g n'enverra également aucun courant dans f.

SUR LA DÉTERMINATION DE LA VITESSE DE LA LUMIÈRE PAR LA MÉTHODE DE LA ROUE DENTÉE;

PAR M. A. CORNU.

(Société de Physique ; séance du 14 mars 1873.)

Durant le cours de mes recherches sur la vitesse de la lumière (¹), j'ai pu me convaincre de la facilité avec laquelle on peut répéter la célèbre expérience exécutée en 1849 par M. Fizeau, entre Suresnes et Montmartre. Je me propose d'indiquer succinctement, ainsi que je l'ai fait à la Société de Physique, comment, avec le matériel ordinaire d'un cabinet de physique, on peut, sans grande dépense, improviser les appareils qui permettent de répéter cette belle expérience et de vérifier approximativement la valeur de la vitesse de la lumière.

La première condition est d'avoir à sa disposition deux stations, deux mansardes par exemple, distantes de 2 kilomètres au moins, qui *se voient* réciproquement : c'est le minimum de distance qu'on puisse employer commodément pour ne pas rencontrer des difficultés d'une autre nature, telles que de trop grandes vitesses de rotation des mécanismes.

La partie optique des appareils se compose essentiellement de deux lunettes, dont les objectifs achromatiques doivent avoir de 60 à 100 millimètres de diamètre, c'est-à-dire de 3 à 4 pouces. L'expérience est d'autant plus facile à installer que le diamètre des objectifs est plus grand, à cause de la plus grande quantité de lumière utilisée (²). Les oculaires terrestres ou astronomiques de ces deux lunettes doivent être enlevés et remplacés par les pièces suivantes :

Pour la lunette de la station où se tient l'observateur, la pièce oculaire (*fig.* 1) se compose : 1° d'un oculaire simple aa', formé par une très-petite lentille de 25 à 30 millimètres de distance focale, au besoin d'un objectif faible de microscope; 2° d'une lentille-

(¹) *Voir* les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 338; février 1873.

(²) On démontre aisément que cette quantité est proportionnelle :

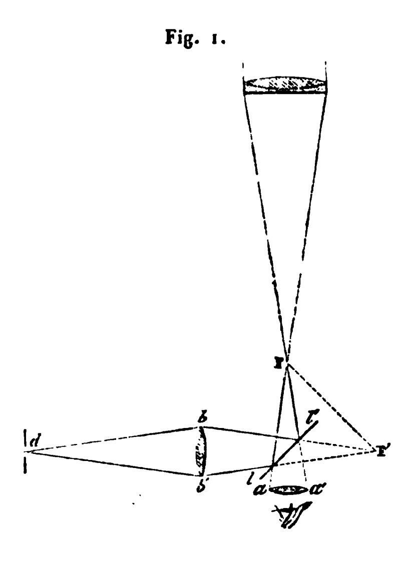
1° A l'éclat intrinsèque de la source lumineuse employée;

2° Au produit des *surfaces* des deux objectifs;

3° A l'inverse du carré de la distance des deux stations.

éclaireur *bb'* de 15 à 20 millimètres de diamètre et de 30 à 35 millimètres de distance focale; 3° d'une lame réfléchissante à 45 degrés *ll'*; on la compose avec deux verres minces de microscope

Fig. 1.



superposés qu'on applique sur une très-petite plaque métallique percée d'une ouverture de 8 à 10 millimètres; avec quelques bandes de papier noir gommé, on les fixe très-solidement et on les met assez bien en contact pour qu'on aperçoive sur la surface commune les anneaux colorés de Newton par réflexion.

Ces trois pièces doivent être placées dans des montures convenables ou simplement fixées sur une petite planchette qu'on lie au tube de la lunette avec du fil ciré dans les positions indiquées par la figure. Les distances respectives de ces pièces sont déterminées par les conditions suivantes : l'oculaire simple doit être aussi près que possible de la lame réfléchissante, sans toutefois gêner les mouvements qu'il faut lui donner pour le réglage; de plus, il doit être à une distance du foyer principal de l'objectif de la lunette un peu inférieure à sa propre distance focale, de façon à permettre la vision distincte des images renversées qui se forment dans le plan focal *ff'*. La lentille-éclaireur est disposée de façon que le foyer conjugué d'un petit diaphragme *d* placé à peu près au double de sa distance focale se fasse après réflexion sur la lame réfléchissante en F, dans

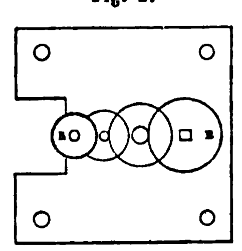
le plan focal de l'objectif. Cette relation de position entre l'oculaire et l'éclaireur se détermine aisément en plaçant une feuille de papier blanc dans le plan focal : on voit à travers l'oculaire le grain du papier et l'image conjuguée du diaphragme éclairé par la lumière vive d'une lampe à pétrole; on règle la position du diaphragme de façon que les bords de cette image soient aussi nets que possible.

Il est bon, pour éviter des tâtonnements inutiles, de faire une épure géométrique en vraie grandeur de la marche des rayons dans cet oculaire éclaireur, et de suivre exactement le dessin pour l'ajustement des diverses pièces qui la composent. Les conditions les plus importantes à remplir sont : 1° l'ajustement exact des centres optiques des deux lentilles dans le plan passant par l'axe géométrique de la lunette, et 2° celui du plan de la lame réfléchissante à l'intersection des axes optiques de la lunette et de l'éclaireur.

Pour la seconde lunette le dispositif additionnel est très-simple; il consiste à mettre exactement dans le plan focal un petit miroir formé par une glace étamée, ou mieux argentée, que l'on fixe sur le diaphragme focal.

La partie mécanique de l'appareil consiste (*fig.* 2) en un mouvement

Fig. 2.



ment d'horlogerie quelconque permettant de faire tourner une roue dentée avec une grande vitesse. On trouve dans le commerce, à très-bon compte, des *ébauches* de mouvement de pendule [1] qui peuvent servir à cet usage : il suffit d'enlever l'échappement et la minuterie, et de remplacer la roue d'échappement par une roue de même diamètre à peu près, mais plus légère et à denture très-fine d'une cen-

[1] Les ébauches connues sous le nom de *roulants carrés*, de 10 à 12 centimètres de côté, sont les plus commodes. Voir *fig.* 2.

taine de dents environ. Il faut régler la position de cette roue dans son axe d'après le foyer de l'oculaire simple précédemment décrit. On entaille les deux platines pour permettre aux rayons lumineux de passer et d'atteindre normalement la circonférence de la roue dentée, et l'on ajoute sur l'avant-dernier mobile un petit frein quelconque pour régler la vitesse : l'un des plus simples consiste en un ressort frottant sur la jante de la roue, avec une vis destinée à modérer la pression du ressort.

Il reste maintenant à dire quelques mots sur l'installation des appareils.

Chacune des lunettes est braquée sur la station opposée et fixée solidement sur les supports qu'on a choisis; il est bon toutefois de se ménager de très-petits réglages : l'image de la fenêtre de la station doit apparaître au milieu du champ.

Une condition importante à remplir, c'est la stabilité; il faut employer des tables solides, et même sceller avec du plâtre les supports qu'on veut utiliser : on évite ainsi bien des pertes de temps et des ennuis inutiles.

Première station. — C'est celle où se tiendra l'observateur. La lunette porte l'oculaire éclaireur; le réglage de cette pièce consiste à faire coïncider l'image conjuguée du diaphragme avec l'image de la fenêtre de la station opposée et à veiller à ce que, dans cette position, le cône des rayons de la lentille éclaireur couvre bien tout l'objectif. Si la construction graphique précédemment recommandée a été bien exécutée, ces conditions se trouvent remplies d'elles-mêmes.

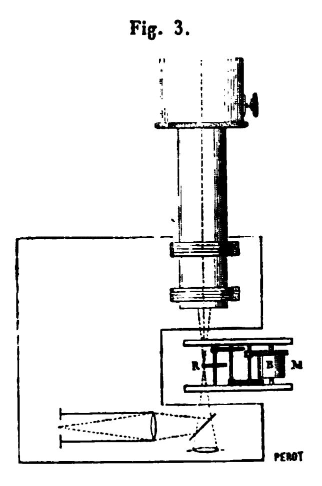
Deuxième station. — Elle renferme la deuxième lunette disposée en *collimateur à réflexion.* Le réglage consiste à placer la surface réfléchissante exactement dans le plan focal. Pour remplir exactement cette condition, on enlève une partie de l'étamage ou de l'argenture, et l'on se sert du bord de la couche réfléchissante comme d'un réticule, de façon à amener exactement l'image focale dans le plan de cette couche : à cet effet on se sert d'un fort oculaire ou simplement d'une bonne loupe à main à l'aide de laquelle on examine l'image de la fenêtre de l'autre station dans la partie libre du champ. Lorsqu'on voit à la fois très-nettement dans le même plan le bord de l'argenture et la fenêtre de la station opposée, on donne à la lunette un léger déplacement latéral qui fait tomber sur

la partie réfléchissante le sommet du cône des rayons venant de l'autre station; on fixe alors solidement l'appareil, et le réglage du collimateur est assuré.

Exécution de l'expérience. — On commence par se régler de jour, de façon à pouvoir être assuré le soir même de la visibilité de la lumière de retour : à cet effet on dispose une lampe à pétrole et une lentille ordinaire de projection à court foyer, de façon à projeter l'image de la flamme, prise de tranche, sur le petit diaphragme *d* de l'éclaireur. On constate le bon alignement de ces pièces en examinant la lentille éclaireur : elle doit être couverte de lumière complétement. A l'aide d'un papier blanc mis au foyer en F au delà de la lame réfléchissante, ou mieux placé sur le prolongement des rayons en F_1, on constate la position apparente du point éclairé; par un léger déplacement de tout l'appareil, on amène la fenêtre de la station opposée à coïncider avec ce point. On reconnaît que l'objectif de la lunette est tout entier couvert de lumière; si cette condition est remplie, le réglage est complet.

A la nuit tombante, on vérifie encore ce réglage : si l'on dispose

Fig. 3.



de la lumière Drummond, la lumière de retour s'aperçoit très-facilement, même avant la tombée de la nuit. Généralement les circonstances atmosphériques sont très-favorables au moment du coucher du soleil, et il est toujours bon de les utiliser.

La lumière de retour est produite par l'illumination de toute la

surface de l'objectif de la deuxième station lorsqu'elle est bien visible; on approche alors le mécanisme M (*fig.* 3) de manière que le point lumineux soit au milieu de la longueur des dents de la roue dentée. Il est nécessaire alors d'enfumer la denture avec une très-petite lampe à huile qu'on obtient avec un tube de verre rempli par une mèche et quelques gouttes d'huile : en faisant tourner lentement les dents à travers la flamme fumeuse, on arrive à annuler presque complétement le pouvoir réflecteur du métal. L'expérience est alors complétement prête. On desserre progressivement le frein et l'on peut constater le phénomène de la disparition et réapparition successive de la lumière pour des vitesses croissantes.

Il est facile d'obtenir des vitesses de quatre cents tours par seconde pour la petite roue dentée du mécanisme, en mettant un fort ressort dans le barillet. Si l'on suppose 120 dents à cette roue, le temps nécessaire au passage d'une demi-dent, condition pour obtenir la première extinction, correspondra à $\frac{1}{2 \times 120 \times 400} = \frac{1}{96000}$ de seconde. La vitesse de la lumière étant de 298 000 kilomètres par seconde, la lumière parcourra un espace de $\frac{298000}{96000} = 3^{km},1$ pendant cette fraction de seconde : c'est la distance de l'aller et retour que fournirait la première extinction. Donc, si la distance des deux stations est de 3 kilomètres, on pourra observer la première extinction et la première réapparition.

On voit que, même avec 2 kilomètres, on peut, à la rigueur, constater le double phénomène en forçant la vitesse du mécanisme.

On pourrait même faire une mesure approximative de la vitesse : il suffirait qu'un second observateur comptât le nombre de tours d'une des roues, celle des minutes par exemple, pendant que le premier observateur maintiendrait constante la vitesse du mécanisme correspondant à l'extinction de la lumière de retour : on déduirait de cette observation le temps de passage d'une demi-dent; divisant le double de la distance des deux stations par la fraction de seconde ainsi déterminée, on devra retrouver approximativement la valeur de la vitesse de la lumière, 298000 kilomètres à la seconde.

Le but de cette Note sera rempli, si quelque physicien y puisait le désir de répéter l'une des plus belles expériences de l'optique.

SUR LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DES VAPEURS SATURÉES;

PAR M. J. MOUTIER.

La notion de la chaleur spécifique des vapeurs saturées a été introduite dans la Thermodynamique en 1850 par M. Clausius; on sait quel rôle important joue cet élément dans le phénomène de la détente des vapeurs. On trouve dans les ouvrages de MM. Clausius (¹) et Zeuner (²) diverses démonstrations qui conduisent aisément à l'expression de la chaleur spécifique des vapeurs saturées; le but de cette Note est d'indiquer une méthode qui mène rapidement à la même expression.

Concevons 1 kilogramme de liquide primitivement à la température t, et proposons-nous de le faire passer finalement à l'état de vapeur saturée à la température infiniment voisine $t + dt$. On peut obtenir ce résultat par deux séries distinctes d'opérations :

1° On réduit le liquide en vapeur saturée à la température t et l'on porte cette vapeur à la température infiniment voisine $t + dt$ en la maintenant saturée.

Soient :

- L la chaleur de vaporisation du liquide à la température t;
- v le volume du liquide à la température t sous la pression p de la vapeur saturée;
- v' le volume de la vapeur saturée;
- u la différence des volumes spécifiques de la vapeur et du liquide $v' - v$;
- γ la chaleur spécifique de la vapeur saturée;
- A l'équivalent calorifique du travail.

La chaleur dépensée dans la première partie de l'opération est L; la portion de chaleur consommée par le travail externe est Apu, la portion de chaleur consommée par le travail interne est $L - Apu$.

Dans la seconde partie de l'opération la chaleur dépensée est γdt;

(¹) R. CLAUSIUS, *Théorie mécanique de la Chaleur*, traduite par F. Folie, t. I, p. 39, 104, 403.

(²) G. ZEUNER, *Théorie mécanique de la Chaleur*, traduite par MM. M. Arnthal et A. Cazin, p. 287.

la portion de chaleur consommée par le travail externe est $Apdv'$; la portion de chaleur consommée par le travail interne est

$$\gamma dt - Apdv'.$$

La chaleur consommée par le travail interne dans la première opération est donc

$$Q = L - Apu + \gamma dt - Apdv'.$$

2° On chauffe le liquide de manière à élever la température de ce liquide de t à $t + dt$ sous une pression constamment égale à celle de la vapeur saturée, et l'on réduit ce liquide en vapeur saturée à la température $t + dt$.

Soit C la chaleur spécifique du liquide soumis à une pression constamment égale à celle de la vapeur saturée.

La chaleur dépensée dans la première partie de l'opération est Cdt; la portion de chaleur consommée par le travail externe est $Apdv$; la portion de chaleur consommée par le travail intérieur est $Cdt - Apdv$.

Dans la seconde partie de l'opération, la chaleur dépensée est $L + dL$; la portion de chaleur consommée par le travail extérieur est

$$A(p + dp)(u + du);$$

la portion de chaleur consommée par le travail intérieur est

$$L + dL - A(p + dp)(u + du).$$

La chaleur consommée par le travail interne dans la seconde opération est donc

$$Q' = Cdt - Apdv + L + dL - A(p + dp)(u + du).$$

Dans ces deux opérations, 1 kilogramme de liquide primitivement à la température t a été amené à l'état de vapeur saturée à la température $t + dt$; l'état initial et l'état final sont les mêmes dans les deux opérations. La chaleur consommée par le travail interne est la même dans les deux cas,

$$Q = Q'.$$

En égalant ces deux valeurs et en remarquant que $v' - v = u$,

$dv' - dv = du$, on trouve aisément

$$\gamma = \mathrm{C} + \frac{d\mathrm{L}}{dt} - \mathrm{A}u\frac{dp}{dt}.$$

D'ailleurs, d'après le théorème de Carnot, si l'on appelle T la température absolue qui correspond à la température t,

$$\mathrm{A}u\frac{dp}{dt} = \frac{\mathrm{L}}{\mathrm{T}};$$

en substituant cette valeur dans la relation précédente, on retrouve l'expression un peu plus simple

$$\gamma = \mathrm{C} + \frac{d\mathrm{L}}{d\mathrm{T}} - \frac{\mathrm{L}}{\mathrm{T}}.$$

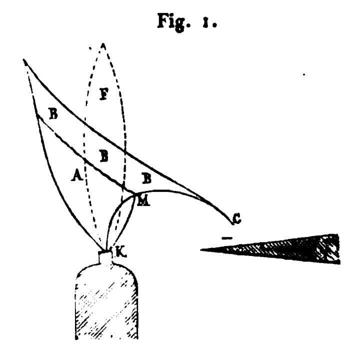
DIFFÉRENCES D'EFFETS DES FLUIDES POSITIF ET NÉGATIF;

PAR M. NEYRENEUF.

(Société de Physique; séance du 18 avril 1873.)

Dans des recherches entreprises pour connaître l'action de l'électricité sur les gaz, j'ai été amené à soumettre à l'action d'une pointe électrisée une flamme formée à l'orifice d'un bec conducteur, en

Fig. 1.



parfaite communication avec le sol. Les apparences diffèrent beaucoup, suivant que la pointe est positive ou négative :

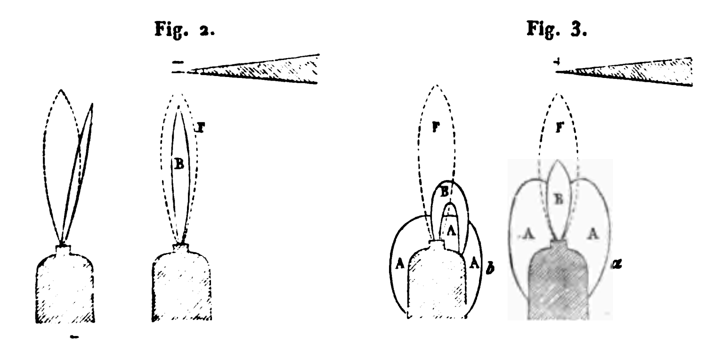
1° Avec une petite flamme (de la grandeur de celle d'une bougie),

le vent électrique est, dans les circonstances ordinaires, beaucoup plus intense que si la flamme s'échappe d'un tube de verre effilé;

2° Avec une grande flamme (dimension double de la flamme précédente), un vent très-violent règne quand la pointe est positive. Si la pointe est négative, on a l'apparence de la *fig.* 1 :

F, forme de la flamme primitive,
MK, ouverture faite par le vent électrique,
A, partie bleue,
B, B, B, parties éclairantes,
C, langue de feu s'avançant vers la pointe.

3° Avec une petite flamme, mais placée au-dessous de la pointe,



on note les apparences des *fig.* 2 et 3 : les différentes positions relatives de la flamme sont indiquées dans la *fig.* 3 par les lettres *a*, *b*. En A, A, partie bleue; en B, partie éclairante.

Avec une grande flamme, les apparences sont les mêmes d'une manière générale : le courant propre de la flamme s'opposant beaucoup plus que dans le cas des *fig.* 2 et 3 à l'écrasement et à l'attraction. Avec un bec de gaz à couronne, garni d'une galerie pour retenir le verre, le rabattement de la flamme est si intense que les gaz enflammés passent par l'ouverture centrale; dans ce cas, les pointes de la galerie influent sans doute pour amplifier le phénomène.

4° Avec un bec Bunsen, quand le brûleur marche, on n'obtient plus aucune des apparences des *fig.* 2 et 3.

5° Entre les deux plateaux d'un condensateur, les mêmes faits s'observent que dans la disposition indiquée plus haut; la flamme va du positif au négatif, quel que soit le plateau influençant.

6° La nature du gaz combustible n'influe pas : je n'ai rien remarqué de particulier, soit avec l'hydrogène, soit avec l'oxyde de carbone.

7° On peut conclure de tous ces faits que le sens de propagation de l'électricité paraît bien être du positif au négatif.

R. KOENIG. — Die manometrische Flammen (Sur l'emploi des flammes manométriques); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVI, p. 161; 1872.

En 1862, M. Kœnig eut l'idée de mettre en évidence les vibrations des colonnes gazeuses, en communiquant ces vibrations à une petite flamme de gaz; l'organe essentiel de cette communication était ce que M. Kœnig a nommé *la capsule manométrique*. Elle consiste en un hémisphère creux, en bois ou en métal, avec un rebord assez large dans le plan de la base; la capsule est fermée par une membrane mince de baudruche ou de caoutchouc, fixée par son contour sur le rebord et très-peu tendue : c'est là une condition essentielle de réussite. La cavité hémisphérique reçoit, par un ajutage, un courant de gaz sous faible pression, et il en part, en outre, un petit tube percé d'une ouverture très-fine, où l'on allume le jet de gaz.

Si la membrane servant de base à la cavité fait partie de la paroi d'un espace où la pression est variable périodiquement, ces variations de pression se communiqueront, par l'intermédiaire de la membrane, au gaz que renferme la capsule, et de là à la flamme. Pour cela, il faut que la membrane n'ait presque aucune élasticité, afin que la force due à la tension soit très-faible par rapport à la pression que le gaz exerce à sa surface. Comme les vibrations du gaz éclairant remontent de la capsule dans le tuyau qui amène ce dernier et peuvent se communiquer à une autre flamme même très-éloignée, on arrête ces vibrations à l'aide d'une autre capsule manométrique placée sur le trajet du gaz, et dont la membrane est à l'air libre du côté extérieur. Les variations de pression, à cause de la mobilité de la membrane, ne peuvent se communiquer plus loin.

M. Kœnig a fait de ce petit appareil diverses applications, tant pour la démonstration que pour l'étude des sons, et en particulier du timbre.

1. *Démonstration de l'existence des nœuds dans les tuyaux sonores.* — Un tuyau ouvert (*fig.* 1) est muni de trois ouvertures, au nœud du son fondamental et aux nœuds du deuxième harmonique, lesquelles sont recouvertes de capsules manométriques. Suivant le son rendu par le tuyau ouvert, on voit vibrer soit la flamme du milieu, soit les flammes extrêmes; si même les vibrations sont assez énergiques, les flammes s'éteignent. On reconnaît que la flamme vibre, comme dans les flammes chantantes, parce qu'elle s'allonge et devient moins lumineuse; en examinant, en outre, son image dans un miroir tournant, au lieu d'une ligne lumineuse droite et continue, on voit des flammes séparées par des intervalles obscurs, ou tout au moins une ligne lumineuse et sinueuse, si les vibrations sont peu intenses.

Fig. 1.



2. *Combinaison de plusieurs sons.* — Quatre tuyaux, rendant les sons ut_3, mi_3, sol_3, ut_4, portent chacun une capsule manométrique à l'endroit où se forme le nœud; le mouvement vibratoire du gaz éclairant se rend soit à deux flammes placées l'une au-dessus de l'autre (*fig.* 2), soit à une flamme unique; on observe les vibrations des flammes dans un miroir tournant [1].

Si l'on prend deux tuyaux accordés tous deux sur ut_3, et s'ils sont exactement à l'unisson, il y a interférence absolue des sons, et l'on n'aperçoit dans la flamme que le mouvement vibratoire correspondant à l'octave du son fondamental. S'ils ne sont pas rigoureusement à l'unisson, les changements de grandeur de la flamme accusent les battements.

En associant ensemble divers tuyaux et examinant dans un miroir tournant la flamme unique qui reçoit les deux mouvements,

---

[1] Il est bon d'entourer les flammes d'un petit tube soutenu par deux fils en croix et noirci du côté opposé au miroir; de cette façon, la flamme n'est pas agitée pendant la rotation du miroir, et l'on n'aperçoit que son image. (A. T.)

on observe une disposition analogue à celle de l'inscription obtenue à l'aide de deux diapasons vibrant parallèlement. Si le rapport des



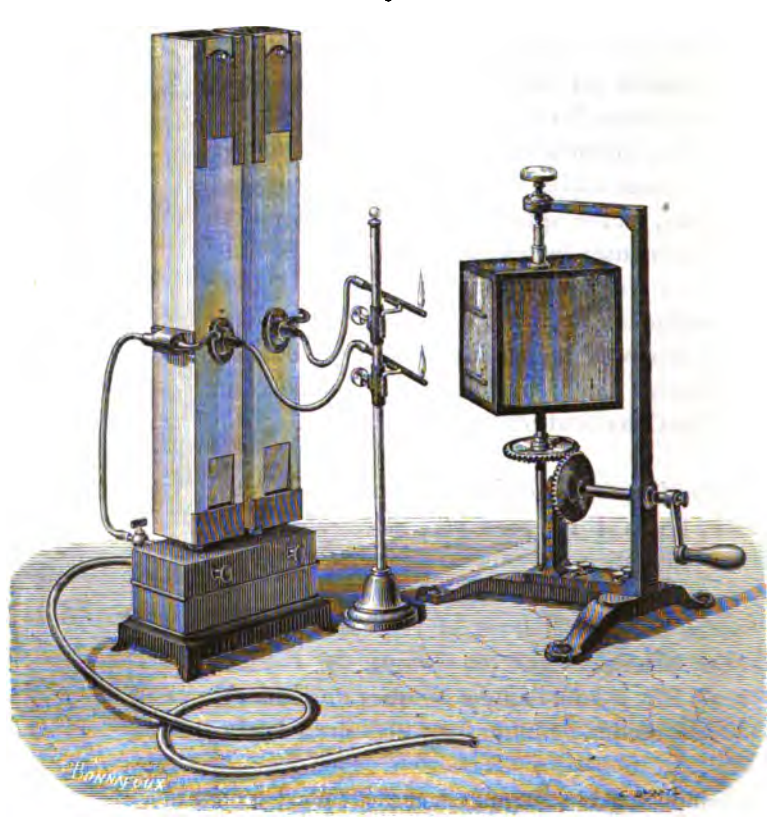


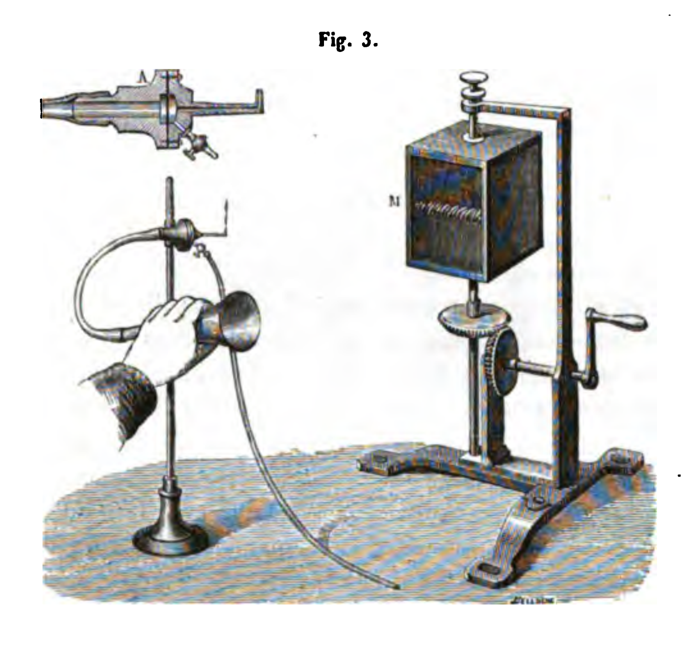
Fig. 2.

sons est égal à $m:n$ avec $m > n$, la période vibratoire renferme m flammes inégales avec $m - n$ maxima.

3. *Étude du timbre des sons.* — M. Kœnig a construit un appareil fort ingénieux pour démontrer que le timbre de la plupart des sons, et en particulier celui des voyelles, est dû à la coexistence de plusieurs harmoniques avec le son fondamental. Un pavillon, dans lequel on produit le son, amène, par un tuyau de caoutchouc,

la vibration jusqu'à une capsule manométrique A (*fig.* 3), et l'on décompose la flamme à l'aide d'un miroir tournant. M. Kœnig a fait un grand nombre d'observations avec cet appareil :

Fig. 3.



1° Il a constaté que les sons graves donnent des flammes bien plus compliquées que les sons élevés ; les harmoniques disparaissent, en effet, dans les sons élevés, soit que les corps vibrants ne puissent se diviser en concamérations assez petites, soit que l'intensité des harmoniques élevés devienne trop faible. M. Kœnig a constaté ce fait en étudiant le timbre des diverses notes du violon ou d'une sirène dont le mouvement de rotation était de plus en plus rapide.

2° Il a étudié et dessiné avec une grande attention les formes des flammes correspondant aux diverses voyelles, en faisant varier la hauteur du son émis depuis ut_1 jusqu'à ut_3. D'après M. Helmholtz, pour chaque voyelle, la bouche, agissant comme le ferait un résonnateur, prend une forme déterminée, que l'on caractérise en cherchant, avec divers diapasons, quelle est la note renforcée par la bouche, note qui, pour chaque voyelle, reste constante, quelle que

soit la hauteur du son. D'après les recherches faites par M. Kœnig, les sons caractéristiques des diverses voyelles seraient, pour

OU	*si*$_{\flat 2}$............	224	(vibrations doubles).
O	*si*$_{\flat 3}$............	448	»
A	*si*$_{\flat 4}$............	896	»
E	*si*$_{\flat 5}$...	1792	»
I	*si*$_{\flat 6}$............	3584	»

La bouche renforcerait dans le son émis l'harmonique le plus voisin de celui qui lui est propre. Cette théorie n'est pas cependant à l'abri de toute objection.

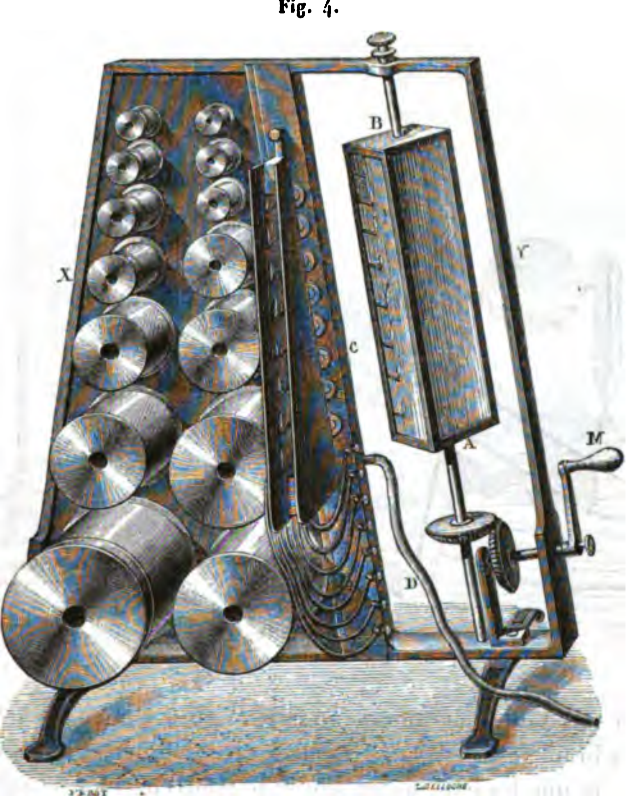
D'abord M. Kœnig a trouvé, pour chaque voyelle, des formes de flammes très-compliquées, surtout pour les sons graves, ce qui démontre la coexistence d'un grand nombre d'harmoniques; si un harmonique est assez voisin du son propre à la forme affectée par la bouche, on voit, en général, cet harmonique dominer dans la flamme; mais il est impossible de donner encore aucune règle fixe, tant les formes des flammes sont variables avec la hauteur pour une même voyelle; en outre, étant donnée une certaine forme de flammes, il est très-difficile, si ce n'est impossible, de remonter aux sons simples qui coexistent.

En second lieu, la théorie de M. Helmholtz ne peut être admise comme absolument vraie, car si elle était exacte il serait impossible d'émettre une voyelle sur un son plus élevé que celui qui la caractérise : ce qui est démontré faux. En outre, ce n'est pas la bouche qui agit seule comme résonnateur dans la production des sons, mais bien toute la cavité buccale, y compris les fosses nasales. Enfin, puisque la voix de chaque personne possède un timbre particulier, variable même avec l'état du larynx, on ne peut admettre qu'un son unique caractérise chaque voyelle. Cette question est donc aujourd'hui loin d'être résolue complétement au point de vue expérimental. L'appareil de M. Kœnig est néanmoins très-utile pour démontrer très-facilement que le son des voyelles et celui des consonnes renferment un grand nombre d'harmoniques. Il serait très-intéressant de comparer les figures données par M. Kœnig pour les sons des diverses voyelles chantées par lui-même à celles qu'obtiendraient d'autres observateurs dans les mêmes conditions. On pour-

rait peut-être ainsi dégager ce qu'on pourrait appeler le *coefficient personnel* de chacun.

4. *Décomposition des sons composés en sons simples.* — M. Kœnig a réuni sur un même support un certain nombre de résonnateurs de Helmholtz, et a fait agir chacun d'eux sur une capsule manométrique. Il avait pris d'abord le son ut_2 comme son fondamental avec les huit premiers harmoniques. Depuis, il a remplacé (*fig.* 4) les

Fig. 4.



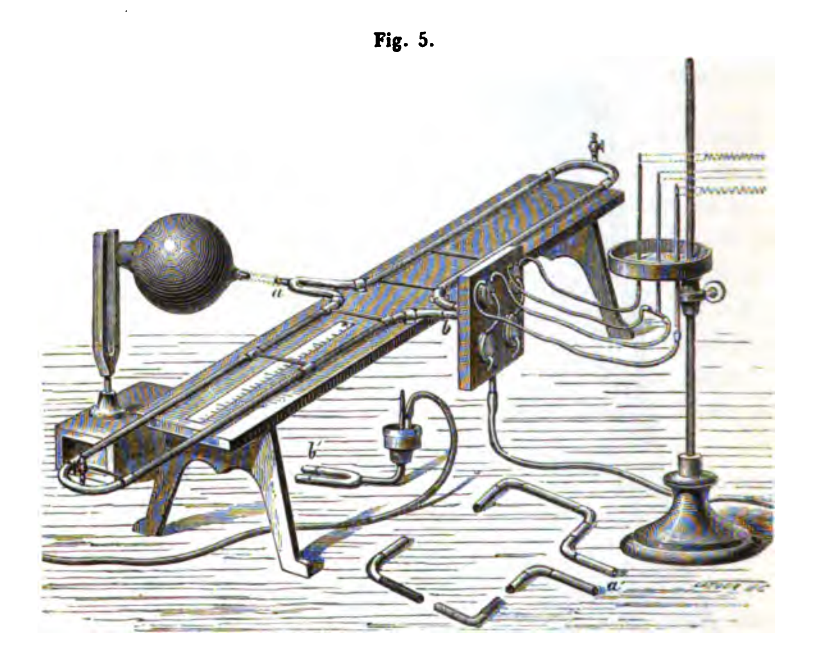
résonnateurs sphériques par des résonnateurs cylindriques à tirage, chacun pouvant renforcer plusieurs sons : on n'est plus ainsi astreint à prendre comme son fondamental le son ut_2.

En produisant devant ce résonnateur un son complexe, on peut, en examinant les flammes dans un miroir tournant, reconnaître

quelles sont les flammes mises en vibration et déterminer quels sont les harmoniques qui coexistent. Cet appareil est surtout propre à la démonstration ; car, évidemment, pour des études sérieuses, l'audition directe, qui peut du reste être pratiquée avec le même appareil, est de beaucoup préférable.

5. *Appareil pour produire les interférences des sons.* — Cet appareil se compose de deux tubes recourbés en U (*fig.* 5), et pla-

Fig. 5.



cés sur une table horizontale, opposés l'un à l'autre, de telle sorte que les branches rectilignes soient sur le prolongement les unes des autres, et que les extrémités libres se trouvent vers le milieu. On réunit les extrémités antérieures ensemble à l'aide d'un tube *a* en forme de Y, qui met ces deux tubes en communication avec un résonnateur ; les extrémités postérieures peuvent être réunies à une seule capsule manométrique *b′* ou à deux capsules isolées *b*. Un des deux tubes est à tirage, de telle sorte que l'on peut amener en *b* les deux ondes parties simultanément de *a*, en leur faisant parcourir des chemins inégaux. Il est préférable d'employer les deux cap-

sules b que l'on fait agir sur trois flammes placées à des hauteurs inégales; deux reçoivent l'action chacune d'une des capsules, et celle du milieu l'action des deux capsules à la fois.

En mettant un diapason en vibration devant le résonnateur placé en a, on arrive, en allongeant un des tubes d'une quantité égale à la moitié de la longueur d'onde, à produire l'interférence complète en b, ce que l'on reconnaît à la fixité de la flamme examinée dans un miroir tournant.

Si, au lieu d'un son simple, on fait agir sur le résonnateur un son composé, tel que celui d'un tuyau à embouchure de flûte ou à anche, ou même la voix humaine, on peut éliminer tel ou tel harmonique par interférence, ou même le son fondamental avec les harmoniques impairs, en ne laissant subsister que les harmoniques pairs. En prononçant les voyelles OU, O, A sur le son ut_3, on démontre ainsi facilement la présence des trois premiers harmoniques.

On pourrait donc employer cet appareil pour obtenir les types des formes de flammes dues à la coexistence d'un son fondamental avec des harmoniques de diverses intensités, puisqu'on peut donner à ces divers harmoniques telle intensité que l'on désire. Par une série d'études méthodiques ainsi faites, on pourra peut-être parvenir à éclaircir, mieux qu'on n'a pu encore le faire, la question relative au timbre des voyelles, et analyser les formes si variées des flammes que l'on observe à l'aide de l'appareil représenté *fig.* 3.

A. TERQUEM.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1872.

(FIN.)

STEFAN. — Ueber die dynamische Theorie der Diffusion der Gase (Sur la théorie dynamique de la diffusion des gaz), p. 77.

On déduit les coefficients de diffusibilité des gaz simples de leurs coefficients de frottement intérieur, en admettant que les molécules se comportent dans leurs actions réciproques comme des sphères élastiques. Les valeurs ainsi calculées concordent avec les résultats expérimentaux connus.

STERN. — Beiträge zur Theorie der Resonnanz lufthältiger Hohlräume (Contributions à la théorie de la résonnance des espaces creux remplis d'air), p. 78.

HORNSTEIN. — Ueber den Einfluss der Elektricität der Sonne auf den Barometerstand (Sur l'influence de l'électricité solaire sur la hauteur barométrique), p. 85.

L'auteur reprend une hypothèse proposée il y a trente ans par M. Lamont, et compare les observations barométriques, faites depuis cette époque à Prague et dans une autre station, à l'abondance des facules et des taches solaires. Il croit trouver que non-seulement les variations diurnes (flux et reflux atmosphériques), mais encore les variations annuelles, paraissent soumises à la même périodicité que les taches.

HANDL. — Ueber die Constitution der Flüssigkeiten (Sur la constitution des liquides), p. 88.

L'auteur explique la plupart des circonstances de la vaporisation et de la condensation, en supposant que la vitesse moyenne du mouvement de translation des molécules liquides est supérieure à la valeur maximum de l'attraction de deux molécules ([1]).

STEFAN. — Anwendung des Chronoskops zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit im Kautschuk (Emploi du chronoscope pour l'évaluation de la vitesse du son dans le caoutchouc), p. 99.

STEFAN. — Ueber Schichtungen in schwingenden Flüssigkeiten (Sur les stratifications observées dans les liquides en état de vibration), p. 99.

Un tube en verre horizontal dont les extrémités sont recourbées verticalement contient de l'eau mêlée de limaille de fer. Quand on imprime au liquide de fortes vibrations, la limaille se partage en stratifications d'autant plus écartées que l'excursion des molécules vibrantes est plus grande. La cause de ce phénomène résiderait dans l'irrégularité des grains de limaille qui, d'après leur position au sein du liquide, obéissent plus aisément, les unes à une impulsion de droite à gauche, les autres à une impulsion de gauche à droite.

La même explication s'étendrait aux stratifications lumineuses observées dans les tubes de Geissler. Les molécules des gaz illumi-

---

([1]) L'idée mère de cette hypothèse est due à Clausius, qui, dans son Mémoire *Sur le mouvement que nous nommons chaleur*, explique les mêmes phénomènes que M. Handl, et d'une manière au moins aussi claire. Voir aussi le P. Secchi, *De l'unité des forces physiques*, livre I, chap. IX.

nées par le passage du courant joueraient ici le même rôle que les grains de limaille dans l'expérience précédente.

VON LANG. — Ueber die Wärmeleitung in Gasen (Sur le pouvoir conducteur des gaz pour la chaleur), p. 100.

OBERMEYER. — Ueber das thermo-elektrische Verhalten einiger Metalle beim Schmelzen (Influence de la fusion sur les propriétés thermo-électriques de quelques métaux), p. 113.

Les éléments (fer-zinc, fer-plomb, etc.) ont été chauffés jusqu'au delà du point de fusion du métal le plus fusible. La force électromotrice n'a pas présenté de variation brusque, et a conservé sensiblement la même valeur pendant la fusion et la solidification.

HANDL. — Ueber den Zustand gesättigter und übersättigter Lösungen (Sur l'état des solutions saturées et sursaturées), p. 125.

L'auteur, comparant le phénomène de la dissolution à celui de la vaporisation, admet que la limite de solubilité d'un corps dans un liquide résulte non d'une capacité spécifique de celui-ci, mais d'un état d'équilibre entre les quantités dissoutes et recristallisées pendant le même temps. C'est pourquoi l'on n'observe la sursaturation qu'à la suite d'une diminution de solubilité, et c'est aussi pourquoi les colloïdes se dissolvent pour ainsi dire indéfiniment.

STEFAN. — Ueber die Eigenschaften der Schwingungen eines Systems von Punkten (Sur les propriétés des vibrations d'un système de points), p. 125.

BOLTZMANN. — Ueber das Wirkungsgesetz der Molekularkräfte (Sur le mode d'action des forces moléculaires), p. 134.

BOLTZMANN. — Experimentaluntersuchung über das Verhalten nicht leitender Körper unter den Einflusse elektrischer Kräfte (Recherches expérimentales sur l'action des forces électriques sur les corps non conducteurs), p. 141.

MACH. — Ueber die Stroboskopische, etc., p. 153.

Voir le compte rendu de ce travail, même tome, page 112.

VON LANG. — Vortrag über die genanigkeit der Tiefenmessung mit dem Mikroskope (Rapport sur le degré de précision qu'on peut atteindre dans la mesure des épaisseurs par l'emploi du microscope).

L'auteur évalue la limite de l'erreur à 0,0005 de millimètre.

E. Bouty.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 18 avril 1873.

La séance est en partie consacrée à répéter, devant les membres non résidents, les expériences faites depuis le commencement de l'année.

Ensuite M. Neyreneuf montre les effets attractifs ou répulsifs exercés sur une flamme par une pointe électrisée soit négativement, soit positivement.

M. Cornu décrit une méthode optique pour l'étude de la déformation de la surface des corps élastiques par l'emploi des anneaux colorés de Newton.

Séance du 25 avril 1873.

M. Rédier présente à la Société un baromètre enregistreur; M. Mascart décrit le mécanisme de cet instrument.

M. Lissajous présente le modèle d'une machine d'induction magnéto-électrique, imaginée par M. van Malderen, pour remplacer, dans les cabinets de Physique, l'appareil de Clarke.

M. Fizeau expose la méthode qu'il a indiquée pour la mesure des diamètres apparents jusqu'ici inappréciables, tels que ceux des étoiles. Cette méthode vient d'être appliquée par M. Stéphan. En observant diverses étoiles avec le grand télescope de Marseille, dont le miroir était recouvert par un écran percé de deux fentes parallèles éloignées de 50 centimètres, il a vu les franges d'Young se former au foyer; mais, si l'on observe Sirius, les franges n'apparaissent pas. Ce qui prouve que Sirius a un diamètre apparent que cette disposition expérimentale permettra de mesurer.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLV. — Mai 1873.

W. Thomson. — *Sur les corpuscules ultramondains de Le Sage et sur le mouvement des corps rigides dans un liquide circulant, sans rotation, à travers les cavités qui les perforent ou à travers celles d'un solide fixe*, p. 321.

H.-C. Vogel. — *Sur l'absorption des rayons chimiquement actifs de l'atmosphère du Soleil*, p. 345.

A.-M. Mayer. — *Sur les effets de l'aimantation; changement des dimensions des barreaux de fer, d'acier et de bismuth, et accroissement de la capacité interne des cylindres creux de fer*, p. 350.

H. Hudson. — *Sur l'intensité de la lumière*, p. 359.

R. Moon. — *Définition de l'intensité dans les théories de la lumière et du son*, p. 361.

G. Quincke. — *Sur la diffraction*, p. 365.

THÉORIE DES EXPÉRIENCES DE PINAUD, RELATIVES AUX SONS RENDUS PAR LES TUBES CHAUFFÉS;

PAR M. J. BOURGET,
Directeur des Études à Sainte-Barbe.

(Société de Physique; séance du 23 mai 1872.)

Pinaud, professeur de Physique à Toulouse, a étudié, en 1835 ([1]), un phénomène acoustique remarquable, qui se produit quand on laisse refroidir un tube thermométrique à l'extrémité duquel est soufflée une boule. Si, après avoir chauffé assez fortement la boule, on la retire de la flamme, l'air extérieur, en rentrant par le tube, produit parfois un son très-pur.

Pinaud s'est attaché à trouver les circonstances les plus favorables à la production du phénomène, et il a cherché la liaison qui existe entre la hauteur du son et les divers éléments de l'appareil. Dans son Mémoire, il formule ainsi les trois lois générales auxquelles il est arrivé :

1° Le son produit par un tube de verre terminé par une boule échauffée est d'autant plus grave que le tube est plus long, toutes choses égales d'ailleurs.

2° La longueur et le diamètre du tube restant les mêmes, le son est d'autant plus grave que la boule a un plus grand diamètre.

3° Toutes choses égales d'ailleurs, le son produit est d'autant plus aigu que le tube a un plus grand diamètre.

Pinaud a cherché ensuite une formule empirique donnant le nombre des vibrations sonores en fonction de la longueur du tube, de son rayon et du rayon de la boule. En désignant par n le nombre des vibrations complètes, par l la longueur du tube, par r son rayon, par R celui de la boule, enfin par C un coefficient constant, il a trouvé qu'on pouvait prendre

$$n = C\frac{r^\alpha}{l^\beta R^\gamma},$$

α, β, γ étant des constantes données par l'expérience. Son Mémoire n'indique pas les résultats qu'il a trouvés.

([1]) *Institut*, t. III, p. 366; 1835.

Les expériences de Pinaud ont été répétées, d'abord par C. Marx [1], puis par Sondhaus [2]. Ce dernier a donné une formule très-simple pour déterminer le nombre n des vibrations doubles de l'appareil. En nommant V le volume de la boule, L la longueur du tube thermométrique, S sa section, il trouve empiriquement

$$n = C\sqrt{\frac{S}{VL}};$$

C est une constante égale environ à 52,2, si le mètre est pris pour unité de longueur.

Sondhaus a été plus loin, il a étudié le cas de plusieurs tubes soudés au même réservoir. Si deux tubes égaux sont soudés à une boule aux extrémités du même diamètre, il suppose qu'il se forme un plan nodal perpendiculaire à la ligne des tubes, et qui divise la boule en deux parties égales de volume $\frac{V}{2}$, de telle sorte qu'on doit avoir

$$n = C\sqrt{\frac{2S}{VL}};$$

cette formule empirique est encore d'accord avec l'expérience.

Dans le cas où plusieurs tubes (S, L), (S', L'), (S″, L″),... sont soudés à un même réservoir V, Sondhaus, se fondant sur le même principe, écrit, pour ce système complexe,

$$n = C\sqrt{\frac{\frac{S}{L} + \frac{S'}{L'} + \frac{S''}{L''}}{V}}.$$

Les expériences qu'il rapporte, faites pour le cas de trois ou quatre tubes, sont peu nombreuses et peu concluantes, parce que l'appareil ne vibrait qu'avec beaucoup de difficultés.

Je me suis proposé de trouver les lois véritables des phénomènes observés par Pinaud et Sondhaus.

---

(1) *Erdmann's Journal für praktische Chemie*, t. XXII, p. 129; 1841.

(2) *Annales de Poggendorff*, t. LXXIX, p. 1; 1850. — *Ibid.*, t. CXL, 53-76 et 219-242. — M. Bertin a résumé le travail de Sondhaus dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXV, p. 207; 1872.

Tout d'abord, il est facile de reconnaître par expérience que la hauteur du son n'est pas due au mode employé pour le produire, mais seulement à la forme de l'appareil. Le procédé de Pinaud exige d'assez grandes précautions, et il est capricieux dans ses résultats. J'ai pu facilement exciter les vibrations des tubes à réservoir au moyen d'une flamme d'hydrogène, comme on le fait dans les tubes ouverts. De quelque façon que le son soit produit, l'appareil donne toujours la même note. Toutefois, si l'on se sert de la flamme d'hydrogène, l'air de l'appareil change bientôt de densité et le son est modifié; il faut avoir soin de l'étudier dans les premiers instants seulement. Ainsi, dans ces expériences, ce qu'il y a de vraiment intéressant, ce n'est pas le mode d'ébranlement de l'air dans l'appareil : tout écoulement gazeux est accompagné de mouvements périodiques qui peuvent, dans des circonstances favorables encore obscures, faire vibrer une masse d'air limitée. Masson, dans son grand travail sur les tuyaux sonores, n'a pas employé d'autre procédé pour exciter les vibrations; mais il m'a paru important de rattacher les résultats de Pinaud et de Sondhaus à la théorie générale des tuyaux sonores.

Le tube de Pinaud, le double tube de Sondhaus peuvent être considérés comme des tuyaux à cheminée d'une forme particulière; on appelle ainsi des tuyaux formés de deux parties de diamètres différents. Il m'a donc été facile d'aborder la théorie de ces appareils, en suivant la marche tracée par Duhamel; cette théorie a d'ailleurs la plus grande analogie avec celle des vibrations d'une corde formée de plusieurs parties diverses de nature (*Annales de l'École Normale*, 1re série, t. IV; 1867). Voici les résultats que j'ai obtenus .

J'ai supposé les réservoirs cylindriques; le problème est plus facile à résoudre, et les expériences de Sondhaus montrent que la forme des réservoirs est à peu près indifférente, pourvu que leur volume soit le même, au moins quand leur capacité ne dépasse pas certaines limites.

J'appelle

a la vitesse du son dans le réservoir;

S sa section;

l sa longueur;

a' la vitesse du son dans le tube plus étroit;

S' sa section;

l' sa longueur;

N le nombre des vibrations doubles du son fondamental;

λ une constante telle que

$$N = \frac{\lambda}{2\pi}. \tag{1}$$

J'ai trouvé, pour déterminer la constante λ, qui convient au son fondamental et aux diverses harmoniques de l'appareil, formé d'un réservoir fermé suivi d'un tube, l'équation transcendante

$$\operatorname{tang}\frac{\lambda l}{a}\operatorname{tang}\frac{\lambda l'}{a'} = \frac{a}{a'}\frac{S'}{S}. \tag{2}$$

Sans résoudre cette équation, on voit que :

1° λ augmente si S' augmente : toutes choses égales d'ailleurs, c'est la troisième loi de Pinaud;

2° λ diminue si S augmente : c'est la seconde loi de Pinaud;

3° λ diminue si l' augmente : c'est la première loi de Pinaud;

4° λ diminue si l augmente : c'est un résultat conforme à la seconde loi de Pinaud.

Si l'on suppose maintenant que l'on se place dans des conditions telles que $\frac{S'}{S}$ soit très-petit, c'est le cas des tubes de Pinaud, les arcs $\frac{\lambda l}{a}$, $\frac{\lambda l'}{a'}$ seront petits et pourront remplacer leurs tangentes: l'équation précédente deviendra donc, pour la valeur de λ qui correspond au son fondamental,

$$\frac{\lambda^2 ll'}{aa'} = \frac{a}{a'}\frac{S'}{S},$$

d'où

$$\lambda^2 = a^2\frac{S'}{S ll'} = a^2\frac{S'}{V l'},$$

en appelant V le volume du réservoir. On arrive donc à la formule approximative

$$N = \frac{a}{2\pi}\sqrt{\frac{S'}{V l'}}. \tag{3}$$

Cette formule est précisément celle de Sondhaus, sauf la différence

des notations. Ce qu'il y a de remarquable, c'est que l'on obtient la valeur théorique de la constante C, qu'il a déterminée par expérience. Si l'on prend pour a le nombre 333 mètres, on a

$$\frac{a}{2\pi} = 52,8.$$

Donc, si l'on diminue un peu le nombre a, comme on doit toujours le faire dans la théorie des tuyaux, on retombe exactement sur la constante 52,2 de Sondhaus. Ce résultat me semble confirmer, d'une manière remarquable, la justesse de la théorie que je propose.

J'ai pu traiter aussi le cas d'un réservoir portant deux tubes : en appelant

S, l, V les dimensions du premier tube;
S', l', V' les dimensions du réservoir;
S'', l'', V'' les dimensions du second tube;
a, a', a'' les vitesses du son dans chacun des appareils,

j'arrive, pour la détermination de la constante λ, qui donne le son fondamental et les divers harmoniques, à l'équation transcendante suivante :

$$(4)\quad \left\{ \begin{aligned} &\frac{1}{aS}\operatorname{tang}\frac{\lambda l}{a} + \frac{1}{a'S'}\operatorname{tang}\frac{\lambda l'}{a'} + \frac{1}{a''S''}\operatorname{tang}\frac{\lambda l''}{a''} \\ &\qquad - \frac{a'}{aa''}\frac{S'}{SS''}\operatorname{tang}\frac{\lambda l}{a}\operatorname{tang}\frac{\lambda l'}{a'}\operatorname{tang}\frac{\lambda l''}{a''} = 0. \end{aligned} \right.$$

Dans le cas où S et S'' sont petits par rapport à S', comme dans les expériences de Pinaud et de Sondhaus, on peut encore remplacer les tangentes par les arcs et, en admettant aussi que a, a', a'', qui sont peu différents, soient égaux, on obtient enfin

$$\lambda^2 = a^2 \frac{\dfrac{S}{l} + \dfrac{S''}{l''} + \dfrac{l'^2}{l^2 l''^2}\dfrac{VV''}{V'}}{V'},$$

ou bien, en négligeant encore le dernier terme qui est très-petit,

$$\lambda^2 = a^2 \frac{\dfrac{S}{l} + \dfrac{S''}{l''}}{V'},$$

d'où

$$(5) \qquad N = \frac{a}{2\pi}\sqrt{\frac{\frac{S}{l}+\frac{S''}{l''}}{V'}},$$

pour le son fondamental : c'est la formule trouvée empiriquement par Sondhaus.

En généralisant ce système, on peut imaginer un appareil qui serait formé d'une suite de tubes étroits, séparés par un renflement. Mon analyse s'étend facilement à l'étude des lois du son donné par un pareil ensemble. J'ai trouvé, pour trois tubes et deux renflements, la formule approximative suivante :

$$N = \frac{a}{2\pi}\sqrt{\frac{\frac{S}{l}+\frac{S''}{l''}}{V'}+\frac{\frac{S''}{l''}+\frac{S^{\text{IV}}}{l^{\text{IV}}}}{V'''}};$$

(S, l), (S'', l''), $(S^{\text{IV}}, l^{\text{IV}})$ sont les dimensions des tubes ; V', V''' sont les volumes des réservoirs.

Si l'on suppose, en particulier,

$$\frac{S}{l} = \frac{S^{\text{IV}}}{l^{\text{IV}}}$$

et

$$V' = V''',$$

on trouve

$$N = \frac{a}{2\pi}\sqrt{2}\sqrt{\frac{\frac{S}{l}+\frac{S''}{l''}}{V'}};$$

donc *le son rendu par ce nouvel appareil serait à peu près un fa* relativement au son rendu par celui de Sondhaus,* étudié précédemment.

Si l'on suppose

$$\frac{S}{l} = \frac{S''}{l''} = \frac{S^{\text{IV}}}{l^{\text{IV}}} \quad \text{et} \quad V' = V''',$$

on obtient

$$N = 2\,\frac{a}{2\pi}\sqrt{\frac{S}{V\,l}}.$$

Donc, *le son rendu par cet appareil serait exactement l'octave*

aigue du son rendu par l'un des tubes fixé à l'extrémité d'un des réservoirs fermé.

En résumé, la théorie des tuyaux à cheminée donne l'explication complète des faits observés par Pinaud, Marx, Sondhaus, et elle conduit à la démonstration des formules empiriques trouvées par Sondhaus pour le nombre des vibrations du son fondamental dans les divers cas.

DE LA FLUORESCENCE (¹);

PAR M. E. GRIPON.

Certains corps, tels que le verre d'urane, la dissolution de sulfate de quinine, etc., présentent, par réflexion, une couleur qui diffère complétement de la couleur transmise; on les dit *fluorescents*. D'après Burckhardt, on avait observé cette propriété, vers le milieu du XVIᵉ siècle, dans une dissolution de bois néphrétique; elle était connue de Gœthe, de l'abbé Haüy; mais elle ne fut étudiée avec soin que par Brewster, John Herschel, et surtout par M. Stokes. Brewster y voyait une sorte de diffusion intérieure, tandis que, pour Herschell, cette diffusion était entièrement superficielle, ou, comme il le disait, *épipolique*. M. Stokes a donné à la fluorescence une grande importance, au point de vue théorique, en démontrant que, pour l'expliquer, il faut admettre que les rayons incidents sont absorbés en partie par le corps fluorescent et restitués par lui sous forme de rayons moins réfrangibles.

Les travaux des trois physiciens anglais ont été analysés par Verdet (*Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XXXVIII et XLVI). Nous nous garderons bien de refaire cette analyse; notre but est de la compléter, en faisant connaître les résultats de certains travaux récents relatifs à la fluorescence.

Nous rappellerons que les rayons qui excitent la fluorescence appartiennent surtout à la partie la plus réfrangible du spectre. Il est bien peu de corps qui soient fluorescents dans le rouge, l'orangé,

---

(¹) PISKO, *Die Fluorescenz des Lichtes*. — HAGENBACH, *Annales de Poggendorff*, t. CXLVI, p. 65, 232, 375 et 508. — E. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 4ᵉ série, t. XXVII, p. 539.

le jaune; tous les corps sensibles montrent, au contraire, leur fluorescence lorsqu'ils reçoivent les rayons qui avoisinent ou qui suivent la raie H. Les rayons actifs sont donc surtout les rayons violets et ultra-violets; on peut même se servir de la fluorescence pour démontrer l'existence de ces derniers.

Il ne faut pas oublier que, pour l'étude qui nous occupe, on doit préférer à tout autre les prismes et les lentilles en quartz, qui ont pour les rayons ultra-violets un pouvoir absorbant moindre que le verre et surtout que le sulfure de carbone; sous ce rapport, les miroirs métalliques sont préférables à ceux de verre. Cependant, dans certains cas, la double réfraction du quartz est gênante, et l'on a recours à des appareils en flint-glass bien pur.

La lumière qui a traversé des verres ou des liquides colorés agit en raison de la quantité de rayons excitateurs qu'elle possède encore; les verres rouges, orangés, jaunes, etc., placés sur le trajet de la lumière incidente, affaibliront ou détruiront complétement la fluorescence; les milieux violets la rendront, au contraire, plus apparente. Il est même des cas où leur emploi est nécessaire pour rendre manifeste une fluorescence faible, qui serait masquée par l'intensité trop grande de la lumière réfléchie (spath-fluor, sels d'urane, par exemple).

M. Stokes a employé, pour étudier la fluorescence, des méthodes variées.

Méthodes d'observation. — 1° On expose le corps à la lumière solaire directe ou concentrée à l'aide d'une lentille, en interposant ou non sur le trajet du faisceau incident un écran violet.

2° On choisit un milieu coloré qui arrête les rayons ultra-violets, mais qui laisse passer librement les rayons moins réfrangibles qui composent la lueur fluorescente. On place ce milieu, soit sur le trajet des rayons incidents qui arrivent au corps, soit entre le corps et l'œil devant l'œil : dans le premier cas seulement, la lumière fluorescente disparaît; elle persiste dans le second.

3° On reçoit la lumière des nuées sur un écran bleu ou violet qui laisse passer les rayons les plus réfrangibles du spectre (verre de cobalt, solutions de sulfate de cuivre ammoniacal, azotate de cuivre). On place derrière un verre coloré en jaune par l'oxyde d'argent; il arrête les rayons qui traversent le premier milieu. On

éteint ainsi toute ou au moins la plus grande partie de la lumière incidente; mais si, entre les deux écrans, on place un corps fluorescent, on le voit briller avec un éclat qui contraste avec l'obscurité environnante.

On a là un moyen de distinguer les corps vraiment fluorescents de ceux qui ne le sont qu'en apparence.

Les liquides qui renferment de fines poussières en suspension prennent parfois l'aspect de corps fluorescents, grâce à la lumière qui est réfléchie par les poussières. Il est rare qu'un petit miroitement intermittent ne vienne pas révéler à l'observateur la véritable origine du phénomène. Dans le doute, on peut placer le liquide entre les deux écrans colorés; on cessera de l'apercevoir s'il est faussement fluorescent.

4° On produit un spectre assez pur pour qu'on puisse y voir les principales raies. On promène le corps dans toutes les couleurs du spectre, ou, si c'est possible, on projette le spectre sur sa surface, et l'on se place de manière à recevoir la lumière réfléchie ou émise par le corps. On distingue alors les parties du spectre dans lesquelles naît la fluorescence. C'est ce que nous appellerons le *spectre fluorescent*.

Lorsqu'on a affaire à un liquide, on s'arrange de manière à projeter le spectre sur la surface libre du liquide; on évite ainsi l'action perturbatrice du verre. M. Hagenbach renferme le liquide dans une boîte dont le couvercle porte une fente. Il reçoit successivement sur cette fente les couleurs du spectre, et projette sur la surface du liquide, à l'aide d'une lentille, l'image de cette fente. Il recouvre en partie le liquide d'une plaque de biscuit de porcelaine, qui reçoit la moitié de l'image et qui est dépourvue de fluorescence. Il peut alors comparer la couleur que présente le liquide avec celle des rayons incidents et reconnaître la fluorescence à la différence des teintes. Quelquefois on éclaire la fente avec la flamme du sodium ou avec la lumière qui a traversé des milieux perméables aux seuls rayons violets ou ultra-violets. On peut, dans ce dernier cas, choisir le sulfate de cuivre ammoniacal, qui absorbe tous les rayons du spectre jusqu'à la raie F, ou associer à ce premier milieu une dissolution de permanganate de potasse; l'absorption s'étendra alors jusqu'à G (E. Becquerel).

On peut recevoir dans un spectroscope la lumière fluorescente

et étudier le *spectre de fluorescence;* on peut se servir du même appareil pour analyser la lumière qui a traversé le corps fluorescent. Les rayons actifs qui ont excité la fluorescence manquent alors dans ce spectre, et son étude sert à compléter celle du spectre fluorescent.

5° Dans certains cas, M. Stokes projetait à la surface du corps un spectre linéaire très-lumineux, qu'il obtenait en concentrant au foyer d'une lentille convergente la lumière du spectre ordinaire.

6° Dans un dernier procédé qu'il indique, on reçoit sur le corps fluorescent l'image d'un spectre, et on l'observe au travers d'un second prisme dont les arêtes sont perpendiculaires à celles du premier. On voit alors, dans une direction oblique, le spectre horizontal qui illumine le corps fluorescent; mais on a, en outre, un spectre horizontal qui provient de la lumière fluorescente et qui en fait connaître la composition. On reconnaît ainsi une faible fluorescence dans beaucoup de substances (papier, verre, peau de la main, etc.).

Emploi de la lumière artificielle. — Dans ces expériences, on doit se servir, autant que possible, de la lumière solaire. Cependant toute lumière riche en rayons violets et ultra-violets fera naître la fluorescence : telle est la lumière électrique, celle de l'arc voltaïque, et aussi bien celle de l'étincelle de nos machines. On connaît les effets variés que l'on obtient avec les tubes de Geissler, lorsqu'on les entoure de liquides fluorescents ou qu'on les fabrique avec le verre d'urane. On peut se servir de ces tubes pour analyser la lumière fluorescente, en plaçant vis-à-vis de la fente d'un spectroscope la partie du tube qui est occupée par le corps fluorescent, de telle sorte que la lumière fluorescente pénètre seule dans l'appareil.

Parmi les lumières artificielles, la flamme du sulfure de carbone brûlé par le bioxyde d'azote excite la fluorescence de la quinine, de l'esculine, du verre d'urane, etc. (Babo et J. Müller). Il en est de même du soufre, du phosphore brûlant dans l'oxygène (Faraday, Böttger), et, à un moindre degré, de la flamme de l'oxyde de carbone, de l'alcool brûlant seul ou dans une mèche imprégnée de sulfate de cuivre ammoniacal. Avec l'hydrogène, le gaz d'éclairage, les lampes, les bougies, la fluorescence est de moins en moins marquée, et elle ne se manifeste parfois que si l'on interpose un verre de cobalt entre la source et le corps.

Les flammes jaunes du coton-poudre, de l'alcool salé sont presque toujours inactives.

Ainsi les lumières les plus actives sont celles-là mêmes qui, riches en rayons chimiques, pourraient le mieux servir à la photographie. De là une application de la fluorescence. S'agit-il de choisir des verres jaunes pour un atelier de photographe, on éclairera un corps fluorescent avec la lumière qui les traverse, et l'on choisira le verre qui détruit le plus complétement la fluorescence.

Spectre fluorescent. — Lorsqu'on projette sur la surface d'un corps fluorescent l'image bien pure d'un spectre avec toutes ses raies, on trouve que la fluorescence se manifeste toujours vis-à-vis de la raie H et au delà. Les limites auxquelles elle s'arrête de part et d'autre de la raie H varient d'un corps à l'autre.

Le spath-fluor, le bisulfanthrachinon ne commencent à être fluorescents que dans le violet, près de la raie G; la dissolution de chlorophylle, le rouge de naphtaline, l'acide thiomélanique (provenant de l'action de l'acide sulfurique sur l'alcool) ont une fluorescence qui s'étend sur tout le spectre. Aussi peut-on dire que tous les rayons du spectre peuvent exciter la fluorescence, si l'on en excepte les rayons rouges extrêmes situés en avant de la raie B. Du reste, si les corps fluorescents avaient le pouvoir d'abaisser la réfrangibilité de pareils rayons, ils les transformeraient en rayons invisibles.

Sur certains corps, le spectre fluorescent est continu; il présente sur une certaine étendue une lueur d'intensité constante qui s'affaiblit graduellement vers les extrémités : c'est ce qu'on observe avec la solution de laque de morine (bois de Cuba), le sulfate de quinine, l'esculine, etc.

Sur d'autres corps, le spectre présente, en certaines places, des maxima d'éclat que séparent des minima plus ou moins nettement accusés. Tantôt il faut une attention soutenue pour les discerner (solution de suie dans le sulfure de carbone); d'autres fois la différence entre les maxima et les minima est frappante (chlorophylle, platinocyanures).

On ne peut rien dire de général sur le nombre, la place, les distances relatives des maxima. Leur nombre est très-variable : on en trouve *deux* avec la teinture de gaïac et l'orseille; *trois* avec le

rouge de naphtaline, le verre d'urane; le platinocyanure de baryum en donne *quatre;* une solution de suie, *cinq;* une dissolution vieille de chlorophylle, *six;* la solution fraîche, *sept.*

Spectre d'absorption. — Le spectre d'absorption complète, comme nous l'avons dit, le spectre fluorescent. Partout où, dans le spectre étalé à la surface du corps, il y a fluorescence, on retrouve dans le spectre émergent l'indice d'une absorption correspondante. C'est une conséquence de la loi de conservation des forces. Les expériences de M. Hagenbach confirment en tout point ce fait, annoncé déjà par M. Stokes. On peut même tirer de l'apparence du second spectre des indications précieuses sur la place qu'occupent dans le premier les maxima de fluorescence. Il faudrait cependant se garder de croire que toute bande d'absorption correspond nécessairement à un maxima ou même à un phénomène de fluorescence. On connaît bien des milieux, le permanganate de potasse entre autres, qui donnent de pareilles bandes d'absorption sans être pour cela fluorescents; et même, parmi les substances sensibles, l'azotate d'urane présente des raies d'absorption qui ne correspondent à aucun maxima de fluorescence. La teinture de tournesol, le carmin dissous dans une dissolution de soude exercent, en certaines places du spectre, une absorption particulière, distincte de celle qui provient de la fluorescence, comme si, dans ces corps, il y avait plusieurs principes, l'un qui jouirait de la fluorescence, les autres qui exerceraient seulement une absorption spéciale sur la lumière qui les traverse. Cette supposition est rendue très-vraisemblable par cette observation de M. Ditte, que l'éther précipite d'une dissolution de laque de morine un corps jaune qui est seul actif, puisque la dissolution cesse d'être fluorescente après la formation du précipité, et le redevient si l'on redissout celui-ci.

Spectre de fluorescence. — La lumière particulière qu'émettent les corps fluorescents n'est pas homogène, lors même que la lumière incidente le serait, et ce n'est pas là une des particularités les moins curieuses de la fluorescence. On peut l'analyser à l'aide d'un spectroscope; les spectres que l'on observe varient beaucoup d'aspect et d'étendue.

Le spectre le moins étendu appartient à une solution de chloro-

phylle, et surtout à la fluorescence verte qui accompagne la fluorescence rouge de ce corps. Le spath-fluor, le bisulfanthrachinon ont, au contraire, des spectres de fluorescence très-longs. L'intensité de la lumière varie parfois, d'une manière continue, d'une extrémité du spectre à l'autre; c'est ce qu'on observe avec le spath-fluor, la laque de morine, le rouge de naphtaline, etc.

D'autres corps donnent un spectre de fluorescence dans lequel on observe des maxima et des minima successifs de clarté. Ils sont très-remarquables dans les composés d'urane. On y trouve une succession de lignes ou bandes lumineuses, séparées par des espaces obscurs, et formant un certain nombre de groupes distincts qui varient d'un composé à l'autre.

La composition de chaque groupe dépend de la nature de l'acide (sulfate, sulfates doubles); la place du groupe change avec la nature des bases. Les lignes lumineuses de chaque groupe sont à des distances croissantes avec la réfrangibilité. Le rapport des différences de longueur d'ondes, qui caractérisent le milieu des lignes lumineuses de chaque groupe, au carré de la longueur moyenne, semble sensiblement constant. Ces composés, éclairés par transparence avec la lumière violette ou ultra-violette, donnent des bandes d'absorption qui succèdent aux groupes, moins réfrangibles, des bandes fluorescentes, et qui semblent les continuer (E. Becquerel). M. Hagenbach ne signale dans le spectre d'absorption que la disparition du violet et la présence de sept bandes noires ne correspondant à aucun maxima de fluorescence. Il trouve *huit* maxima dans le spectre de fluorescence; il en a observé *six* avec le pétrole, *cinq* avec le verre d'urane (M. E. Becquerel en signale *six*), *trois* avec la teinture de gaïac (ils sont peu distincts pour la fluoraniline et la fluorescine), *deux* avec la solution fraîche de chlorophylle, le tournesol, l'orseille. Ils sont moins visibles dans les spectres du sulfate de quinine, l'esculine, la fraxine, la teinture de curcuma, le carmin.

Dans la plupart des cas, il n'y a aucune liaison apparente entre l'existence des maxima dans le spectre fluorescent et leur présence dans le spectre de fluorescence. C'est ainsi qu'on observe *sept* maxima dans le spectre fluorescent de la chlorophylle, et *deux* seulement dans le spectre de la lumière fluorescente. Le rouge de naphtaline a un spectre fluorescent continu et *trois* maxima très-

distincts dans le second spectre. C'est le contraire pour l'azotate d'urane, le pétrole, etc., qui n'ont de maxima que dans le spectre de fluorescence.

On a cru pouvoir expliquer l'existence de ces maxima en supposant que le corps fluorescent était un mélange de plusieurs substances douées chacune d'une fluorescence spéciale (Pierre). Cette opinion pourrait se soutenir avec vraisemblance pour certains corps (solutions de gaïac, de carmin, d'orseille, de tournesol) qui renferment des mélanges de substances colorantes diverses; mais pourrait-on l'étendre aux corps tels que l'azotate d'urane, l'anthracène, dont les cristaux sont fluorescents, et sur lesquels on observe encore de tels maxima?

M. Stokes a posé en principe que la réfrangibilité de la lumière fluorescente était toujours plus faible que celle des rayons excitateurs. Cette loi a été contestée par certains observateurs (Pierre, Lommel); elle semble confirmée, dans tous les cas, par les expériences de M. Hagenbach et de M. E. Becquerel. Ils citent, entre autres, le rouge de naphtaline, dont la fluorescence commence avant la raie D, et qui, éclairé par la lumière du sodium, donne une fluorescence rougeâtre, qui ne renferme aucun rayon plus réfrangible que la flamme du sodium. Lorsque, dans de tels essais, on emploie un brûleur Bunsen renfermant une perle de chlorure de sodium, il faut éviter avec soin le mélange de la flamme du sodium avec la lumière bleue du brûleur, ou celle qu'envoie le platine incandescent qui supporte le sel; on introduirait ainsi dans l'expérience des rayons excitateurs plus réfrangibles que la raie D, et l'on verrait alors le spectre fluorescent s'étendre au delà de cette raie.

M. Stokes avait trouvé que la lumière fluorescente était dépourvue de toute trace de polarisation, lors même que la lumière incidente était polarisée. M. Grailich a trouvé que les platinocyanures, qui sont fluorescents à l'état solide, émettent une lumière qui est partiellement polarisée.

Si l'on se reporte aux premières expériences d'Herschel sur le sulfate de quinine, on voit que la fluorescence se manifeste non-seulement à la surface, mais plus ou moins loin dans l'intérieur de la masse liquide. Ainsi la lumière fluorescente peut être émise par des couches intérieures des corps, et elle traverse les couches extérieures comme elle le ferait pour un milieu transparent. Si le corps

fluorescent est cristallisé, biréfringent, la lumière qui vient de l'intérieur doit acquérir les caractères de polarisation qu'un tel corps donne à la lumière qui le traverse. Tel serait le cas des platinocyanures étudiés par M. Grailich. Il a trouvé, en outre, que les platinocyanures de baryum et de calcium sont plus fluorescents perpendiculairement à l'axe que dans le sens de l'axe; dans les deux cas, la lueur est vert-émeraude. Les platinocyanures doubles de potassium et de baryum, de potassium et de calcium ont une fluorescence bleue parallèlement à l'axe, et une autre, plus intense, vert-émeraude dans le sens perpendiculaire.

(A suivre.)

GÉNÉRALISATION DU THÉORÈME DE GERGONNE;

PAR M. A. LÉVISTAL.

Soit, dans un milieu homogène quelconque, un système d'ondes correspondant à un système de rayons issus originairement d'un même point et de même espèce. Prenons pour point de départ une de ces ondes, que nous désignerons par Σ, et soient S, S', S'',... les positions occupées successivement par l'onde qui se propage dans le milieu sans se réfléchir ni se réfracter. Considérons un rayon du système qui rencontre l'onde Σ au point O, les ondes S, S', S'',... aux points A, A', A'',....

D'après la construction indiquée, t. I, p. 247, et fondée sur le principe des ondes enveloppes, les ondes S, S', S'',... aux points A, A', A'',... sont respectivement tangentes aux nappes, de même nature que les rayons, de surfaces d'ondes caractéristiques du milieu décrites du point O comme centre et correspondant à des temps différents. Ces nappes étant des surfaces semblables et semblablement placées par rapport au point O, et les points A, A', A'',... se trouvant sur une même droite, les plans tangents à ces nappes aux points A, A', A'',..., et par suite aussi les plans tangents aux ondes S, S', S'',... en ces mêmes points, sont parallèles entre eux; d'où la proposition suivante :

Théorème I. — *Lorsqu'un système de rayons issus originairement d'un même point et de même espèce se propage dans un*

milieu homogène, les plans tangents menés aux ondes, qui correspondent à ces rayons, aux points où ces ondes sont rencontrées par un même rayon, sont parallèles entre eux.

Il est à remarquer que ce théorème est vrai, quel que soit le nombre des réflexions et des réfractions qu'ont subies les rayons.

Il résulte de ce qui précède que, lorsqu'un système de rayons issus originairement d'un même point et de même espèce se propage dans un milieu homogène quelconque, la direction d'un de ces rayons est déterminée dès qu'on connaît celle du plan tangent mené à l'une des ondes correspondant au système des rayons au point où elle est rencontrée par ce rayon, et que, de plus, si le milieu est biréfringent, la nature des rayons est donnée. Soit, en effet, à trouver la direction du rayon qui rencontre l'onde S en un certain point A; d'un point quelconque comme centre, on décrira la nappe, de même nature que les rayons, d'une surface d'onde caractéristique du milieu correspondant à un plan quelconque, et l'on mènera à cette nappe un plan tangent parallèle au plan tangent en A à l'onde S; le rayon vecteur qui joint le point de contact au centre de la surface sera parallèle au rayon qui passe par le point A.

Réciproquement, étant donnée la direction d'un des rayons du système et sa nature, il est facile de trouver la direction commune des plans tangents menés aux ondes aux points où elles sont rencontrées par ce rayon. Il suffit, pour cela, de décrire d'un point quelconque comme centre la nappe de même nature que les rayons, d'une surface d'onde caractéristique du milieu correspondant à un temps quelconque, et de mener un rayon vecteur de cette surface parallèle au rayon donné; le plan tangent à la nappe ainsi décrite au point où elle est rencontrée par le rayon vecteur aura la direction cherchée.

Ces deux constructions, réciproques l'une de l'autre, peuvent être réunies dans l'énoncé suivant :

Théorème II. — *Lorsqu'un système de rayons issus originairement d'un même point et de même espèce se propage dans un milieu homogène quelconque, il existe, entre la direction du plan tangent à l'onde qui correspond à ces rayons et la direction du rayon qui passe par le point de contact, une liaison qui est constante dans un même milieu homogène pour des rayons de même*

nature, et cette liaison est la même que celle qui existe entre la direction du plan tangent à la nappe, de même nature que les rayons, d'une des surfaces d'onde caractéristiques du milieu et la direction du rayon vecteur de cette surface qui passe par le point de contact.

Ce théorème est la généralisation du théorème de Gergonne, qui ne s'applique qu'aux milieux isotropes. Dans ces milieux, la surface d'onde caractéristique étant sphérique, les rayons réfléchis ou réfractés doivent toujours être normaux aux ondes qui leur correspondent. C'est ce que dit le théorème de Gergonne, qui n'est qu'un cas particulier du théorème précédent; celui-ci s'applique aux milieux biréfringents comme aux milieux isotropes. Ce théorème général est la clef de la plupart des questions d'optique géométrique; il joue un rôle important dans la théorie des surfaces caustiques et dans celle des surfaces aplanétiques. Nous exprimerons la relation qui, dans un milieu homogène, existe entre la direction d'un rayon et celle du plan tangent à l'onde au point où elle est rencontrée par ce rayon, en disant que ces deux directions sont *conjuguées* l'une à l'autre. Si le milieu est biréfringent, suivant que le rayon est ordinaire ou extraordinaire, nous dirons que les deux directions sont conjuguées *ordinairement* ou *extraordinairement* l'une à l'autre.

Dans les milieux homogènes isotropes ou biréfringents à un axe, les surfaces d'onde caractériques, qui sont des sphères pour les milieux isotropes, et composées d'une sphère et d'un ellipsoïde de révolution pour les milieux biréfringents à un axe, ne présentent ni points singuliers, ni plans tangents singuliers, c'est-à-dire que ces surfaces ne sont tangentes en chacun de leurs points qu'à un seul plan, et que chacun des plans tangents à ces surfaces ne les touche qu'en un seul point. Il en résulte que, pour ces milieux isotropes et biréfringents à un axe, à chaque direction donnée pour le rayon est conjuguée une direction unique pour le plan tangent à l'onde, la nature du rayon étant assignée, et que réciproquement, dans ces milieux, à chaque direction du plan tangent à l'onde est conjuguée une direction unique pour un rayon de nature donnée.

Dans les milieux biréfringents à deux axes, il en est de même, sauf deux exceptions qui proviennent de ce que, dans ces milieux, les surfaces d'onde caractéristiques présentent quatre points singuliers et quatre plans tangents singuliers. Les quatre points singuliers

sont ceux où la surface est tangente à un cône au lieu d'être tangente à un plan; ils sont disposés symétriquement deux par deux sur deux droites passant par le centre de la surface. Les plans tangents singuliers sont ceux qui touchent la surface le long d'une courbe; ils sont aussi placés symétriquement par rapport au centre. De l'existence de ces plans tangents singuliers et de ces points singuliers, il résulte qu'à la direction d'un plan tangent singulier sont conjuguées une infinité de directions pour le rayon, et qu'à la direction d'un rayon passant par un point singulier de la surface correspondent une infinité de directions pour le plan tangent à l'onde : c'est ce qui produit les phénomènes de réfraction conique intérieure ou extérieure, dont nous n'avons pas à nous occuper ici, attendu qu'ils sont décrits dans tous les Traités de Physique.

DES APPAREILS EMPLOYÉS POUR MESURER LES RÉSISTANCES ÉLECTRIQUES;

PAR J. RAYNAUD.

Le développement industriel de la télégraphie sous-marine a fait de la mesure des quantités électriques une opération usuelle; aussi s'est-on préoccupé de simplifier et de perfectionner ce genre d'expérimentation. Pour obtenir, rapidement et avec une rigueur convenable, les résultats cherchés, on a imaginé un certain nombre d'appareils et de méthodes, dont l'emploi sera souvent utile aux physiciens.

Les quantités électriques à mesurer sont :

La résistance des conducteurs, la force électromotrice et la résistance des piles, la capacité des condensateurs.

Les instruments essentiels à employer dans ces mesures sont :

Les caisses de résistance, les galvanomètres à réflexion avec leurs dérivations, les condensateurs et les électromètres.

Dans cet article, nous nous proposons de faire connaître la disposition des caisses de résistances.

Des caisses de résistance. — Une bobine de résistance est un conducteur de résistance connue, susceptible d'être facilement introduit ou supprimé dans un circuit voltaïque. Les extrémités de

la bobine, ou *électrodes*, sont disposées de manière que leur mode d'insertion n'introduise pas de résistance appréciable aux points de jonction. Dans la mesure des petites résistances, on termine le fil par des tiges épaisses en cuivre amalgamé pressant à plat contre une plaque de cuivre amalgamé formant le fond d'une coupe de mercure. En général, les électrodes sont simplement formées de plaques épaisses de laiton, auxquelles le fil est soudé. La bobine est formée d'un fil métallique recouvert de soie. On évite les courants d'induction en enroulant le fil en double, c'est-à-dire en commençant par le milieu de sa longueur.

Pour éviter de donner aux bobines un volume exagéré et pour éviter des corrections de température, on emploie, comme fil métallique, du maillechort (argent allemand), dont la résistance spécifique est 13 fois plus grande que celle du cuivre pur et dont l'augmentation de résistance, par degré de température, est le $\frac{1}{10}$ de celle du cuivre.

Pour les *étalons* de résistance, on préfère toutefois un alliage de platine-argent (1 Pt, 2 Ag), qui présente peut-être plus de permanence, c'est-à-dire une plus grande inaltérabilité.

Les unités généralement employées sont l'unité Siemens et l'unité britannique ou Ohm. L'unité Siemens est la résistance d'un prisme de mercure pur de 1 mètre de long et de 1 millimètre carré de section, à zéro degré C. Le Ohm représente 10000000 d'unités électromagnétiques absolues de résistance ou la résistance d'un prisme de mercure pur, de 1 millimètre carré de section et de $1^m,0486$ de long, à zéro degré C. Pour abréger, on appelle *mégohm* une résistance de un million d'Ohms.

La conversion des unités Siemens en Ohms, ou inversement, se fait en sachant que

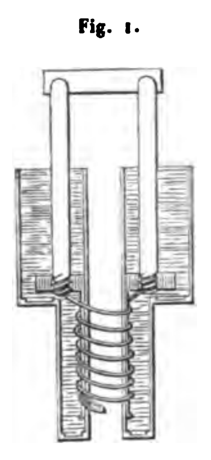
$$1 \text{ Ohm} = 1{,}0486 \text{ unités Siemens},$$

$$1 \text{ unité Siemens} = 0{,}9536 \text{ Ohm}.$$

L'étalon est construit en alliage de platine-argent, sous forme de fil, de $0^{mm},5$ à $0^{mm},8$ de diamètre et de 1 à 2 mètres de long. Les extrémités du fil (*fig.* 1) sont soudées à d'épaisses électrodes en cuivre. Le fil est recouvert de deux couches de soie; le tout est noyé dans de la paraffine solide et enfermé dans une cage de laiton

mince, de manière à pouvoir facilement être porté à la température pour laquelle la résistance est exactement d'une unité. Cette température est marquée sur la bobine.

Fig. 1.



Quand on a besoin de deux bobines exactement à la même température, les deux fils sont placés côte à côte et enroulés ensemble. Ce moyen est surtout utile, quand il est plus important d'être sûr de l'égalité de résistance des deux bobines que de connaître la valeur absolue de leur résistance, comme dans les branches égales du pont de Wheatstone, pour les expériences de grande précision.

Pour les étalons de très-grandes résistances, on a proposé l'emploi du sélénium et du tellure. On a proposé aussi de tracer un trait fin au crayon sur une plaque d'ébonite. Les extrémités du filament de plombagine sont réunies à des électrodes métalliques et le tout est recouvert d'un vernis isolant. On aurait ainsi des résistances de plusieurs millions d'unités (Phillips, *Phil. Mag.*, juin 1870).

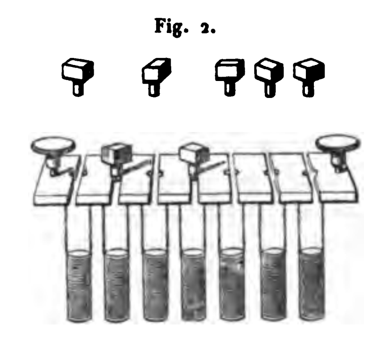
Comme rhéostat, on emploie le plus généralement le rhéostat de Siemens. C'est une caisse contenant 16 bobines graduées; les extrémités du fil de chaque bobine sont soudées à des plaques de cuivre, séparées les unes des autres par des intervalles vides, susceptibles d'être obturés par des chevilles métalliques à tête isolante; l'introduction d'une cheville entre les électrodes d'une des bobines

supprime celle-ci du circuit. Les résistances de ces bobines (*fig.* 2)

1	2	2	5	10	10	20	50
100	100	200	500	1000	1000	2000	5000

combinées entre elles donnent tous les nombres de 1 à 1000.

Fig. 2.



Pour éviter l'échauffement du fil dans les circuits de faible résistance, les bobines de faible résistance sont formées d'un fil de diamètre plus gros.

Au lieu d'employer le système décimal, on pourrait employer le système binaire ([1]) et prendre une série de bobines donnant les puissances de 2; ainsi

$$1,\quad 2,\quad 4,\quad 8,\quad 16,\quad 32,\quad 64.$$

Si l'on veut introduire une résistance de 107, par exemple, on écrira ce nombre dans le système binaire. Le nombre correspondant est

$$1101011 \quad \text{ou} \quad 64 + 32 + 8 + 2 + 1.$$

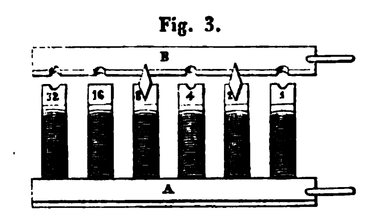
Il faudra donc déboucher 64, 32, 8, 2 et 1 et boucher 16 et 4.

Cette méthode est celle qui exige le moins de bobines distinctes et qui permet la vérification la plus facile du rhéostat; car, avec une autre bobine ($1'$) égale à 1, on peut vérifier l'égalité de 1 et de $1'$, puis celle de $1 + 1'$ avec 2, celle de $1 + 1' + 2$ avec 4, et ainsi de suite; mais elle exige la connaissance du système binaire.

(1) MAXWELL, *Électricité et Magnétisme*.

On peut disposer les bobines de résistance de manière à mesurer les conductibilités au lieu des résistances (*fig.* 3).

Fig. 3.



L'une des extrémités du fil de chaque bobine est soudée à une lame de cuivre commune, qui forme une électrode A du rhéostat; l'autre extrémité aboutit, comme dans le cas précédent, à une plaque de cuivre distincte pour chaque bobine. Enfin la seconde électrode du rhéostat est une lame de cuivre B, disposée de manière qu'on puisse la mettre en communication avec les électrodes particulières à chaque bobine, au moyen de chevilles métalliques introduites dans les intervalles qui les séparent.

Chaque trou bouché met une bobine en dérivation dans le circuit; la conductibilité du rhéostat est la somme des conductibilités des bobines et sa résistance est l'inverse de cette somme.

Si les bobines introduites sont 2 et 8, la conductibilité du rhéostat est $\frac{1}{2} + \frac{1}{8} = \frac{5}{8}$ et la résistance, par suite, est $\frac{8}{5} = 1,6$.

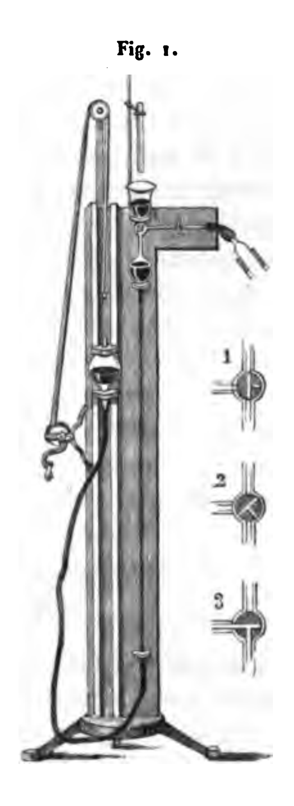
EXTRACTION DES GAZ D'UN LIQUIDE QUELCONQUE, A L'AIDE DE LA POMPE A MERCURE;

PAR M. N. GRÉHANT,
Professeur suppléant à la Faculté des Sciences.

Dans un grand nombre d'expériences, il est nécessaire d'extraire, aussi complétement que possible, les gaz dissous dans un liquide; aucun appareil ne me paraît plus convenable, pour atteindre ce but, que la pompe à mercure. Construite, d'abord en Allemagne, par M. Geissler, puis, en France, par M. Alvergniat, cette machine a reçu de nombreuses modifications. Elle consiste essentiellement

en un tube barométrique, long de 1 mètre environ (*fig.* 1), présentant une chambre barométrique, de forme cylindrique ou sphérique, dont la capacité peut varier entre 200 centimètres cubes et 1 ou 2 litres. A la partie supérieure de cette partie renflée, le constructeur a soudé un robinet de verre à trois voies, semblable à ces robi-

Fig. 1.



nets que M. Regnault a employés dans un grand nombre d'appareils : ce robinet à trois voies est la pièce principale et la plus importante de la machine; dans la pompe très-simple que j'ai fait construire par M. Alvergniat, l'enveloppe du robinet porte trois tubes : le premier est horizontal et doit être mis en communication avec l'appareil dans lequel il faut faire le vide; le second est soudé au tube barométrique; le troisième, placé verticalement au-dessus du robinet, vient se terminer, par une partie saillante, au centre d'une petite cuve à mercure sur laquelle on peut recueillir directement

les gaz extraits par la pompe. A la partie inférieure du tube barométrique, on a fixé un tube de caoutchouc à parois épaisses, qui est attaché, d'autre part, à un réservoir mobile, ou cuvette, que l'on peut faire monter ou descendre dans une coulisse à l'aide d'un système de poulies que représente la figure.

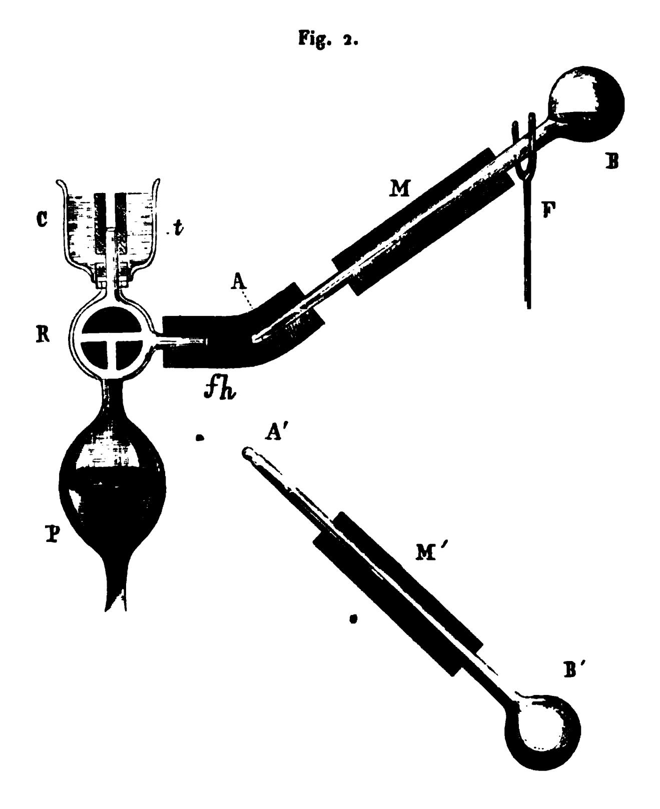
La cuvette mobile étant portée en haut, on y verse du mercure à l'aide d'un entonnoir effilé; le métal remplit tout l'appareil et s'élève bientôt jusque dans la petite cuve mobile qui surmonte le robinet, ouvert en première position (1 sur la figure). On tourne le robinet à trois voies d'un huitième de tour (seconde position), de manière à fermer les trois ouvertures; puis on abaisse la cuvette, et ainsi l'on répète l'expérience de Torricelli. Si l'on tourne encore le robinet d'un huitième de tour (troisième position), de manière à mettre la pompe en communication avec un récipient plein d'air, aussitôt le mercure descend dans la chambre barométrique; l'air, obéissant à la loi de Mariotte, se distribue à la fois dans le récipient et dans le tube barométrique. On ferme le robinet de la pompe (seconde position) : la cuvette mobile est élevée de nouveau, le gaz se comprime et s'échappe par le robinet placé en première position. Par une série de manœuvres semblables, on peut obtenir le vide absolu. Soit n le nombre de mouvements de pompe (abaissement et ascension de la cuvette); la pression de l'air dans le récipient, supposé égal en volume à la chambre barométrique, devient $\left(\frac{1}{2}\right)^n 760^{mm}$. Si n égale 10, la pression de l'air dans le récipient deviendra $0^{mm},74$; si n égale 20, la pression deviendra $0^{mm},00072$, pression tout à fait négligeable, et telle, qu'un demi-litre d'air soumis à cette pression occuperait, à la pression de 760 millimètres, un volume inférieur à $\frac{1}{10000}$ de centimètre cube, volume qu'il est impossible d'apprécier. La pompe à mercure, qui ne présente pas d'espace nuisible, permet donc d'obtenir le vide absolu.

C'est ainsi que d'ordinaire on fait manœuvrer la pompe; mais il est absolument nécessaire que le robinet à trois voies garde parfaitement, et l'expérience m'a fait reconnaître que, si un robinet nouvellement graissé permet de garder indéfiniment le vide, il n'en est plus de même quand le robinet a servi un certain temps et quand on a besoin de faire le vide au-dessus de liquides chauffés. Aussi j'ai fait adapter par M. Alvergniat, autour du robinet, un manchon

de métal, formé de deux pièces séparées d'abord, et que l'on réunit à l'aide de vis. La clef du robinet passe à travers une ouverture que présente ce manchon, que l'on remplit constamment d'eau; un tube de caoutchouc, à parois minces, est fixé, d'une part sur la clef, d'autre part sur l'ouverture qu'elle traverse. Cette disposition permet de conserver toujours un excellent robinet; car l'eau ne passe pas par de petites fissures qui laisseraient rentrer l'air. J'emploie d'une manière générale ces fermetures hydrauliques dans toutes les parties des appareils qui pourraient permettre la rentrée de l'air.

Pour recevoir le liquide dont il s'agit d'extraire les gaz, je me sers d'un ballon de 500 centimètres cubes environ, muni d'un col long de 1 mètre (*fig.* 2); ce col, qui a 2 ou 3 centimètres de diamètre, se

Fig. 2.



termine par une extrémité effilée, en forme d'olive, qui est réunie, par un tube de caoutchouc à parois épaisses, au tube horizontal ou

d'aspiration de la pompe; en outre, un manchon de caoutchouc, fixé, d'une part, autour du tube d'aspiration, et, d'autre part, à un manchon de verre ou de métal qui enveloppe le col du ballon sur une longueur de 60 centimètres au moins, constitue une excellente fermeture hydraulique, dans laquelle on fait constamment passer un courant d'eau froide, à l'aide de deux tubes latéraux.

Pour faire rapidement le vide dans le récipient, on commence par le remplir d'eau, puis on l'unit à la pompe, et l'on soulève le ballon, sur un support à fourche, à 45 degrés environ au-dessus de l'horizon. La manœuvre de la pompe fait le vide de l'eau, qui passe dans la chambre barométrique, et qu'on fait écouler au dehors par un siphon, adapté au tube central de la petite cuve à mercure; quand l'eau a été chassée (deux ou trois mouvements de pompe suffisent généralement pour cela), on abaisse le ballon à 45 degrés au-dessous de l'horizon, on l'immerge dans l'eau tiède, et quelques mouvements de pompe suffisent pour donner le vide absolu. Ce procédé est beaucoup plus rapide que celui qui consiste à faire le vide de l'air.

Il y a une précaution très-importante à prendre, sans laquelle on s'expose à briser la pompe : quand on approche du vide, ou même dans tous les cas, il faut remonter, en deux temps, la cuvette mobile; on la remonte d'abord de 1 ou 2 décimètres, pour remplir de mercure la chambre barométrique, puis on soulève la cuvette mobile jusqu'à la partie supérieure; si l'on néglige cette précaution, si l'on remonte la cuvette d'un seul coup, dès que le vide absolu est atteint, le choc du mercure contre le robinet est si violent, que la pompe est infailliblement brisée.

Extraction de l'acide carbonique d'une solution aqueuse de ce gaz. — Appliquons l'appareil ainsi décrit à l'extraction des gaz dissous dans l'eau. On recueille de l'acide carbonique dans une cloche graduée sur le mercure : dans $40^{cc},5$ de gaz, on fait passer un morceau de potasse qui absorbe $40^{cc},1$ de gaz pur; il reste $0^{cc},4$ d'air. On fait passer un volume égal, $40^{cc},5$, du même gaz dans un ballon retourné sur le mercure, contenant de l'eau distillée privée d'air par une longue ébullition et refroidie; l'acide carbonique est complétement absorbé. A l'aide d'un tube de caoutchouc épais rempli de mercure, fixé au-dessus du robinet de la pompe à mercure, on fait pénétrer dans l'appareil, complétement vide d'air, la

totalité de la solution d'acide carbonique et même du mercure en excès; puis on chauffe dans un bain d'eau le ballon de l'appareil à extraction des gaz :

Deux manœuvres de la pompe donnent, dans une cloche graduée pleine de mercure, placée dans la petite cuve..................	$40^{cc},00$	de gaz.
La potasse absorbe.......... ...	39,60	d'acide carbonique pur.
Il reste......	0,40	d'air.
Trois nouvelles manœuvres de la pompe donnent...............	0,55	gaz et le vide absolu.
La potasse absorbe..............	0,50	d'acide carbonique.
Il reste.........................	0,05	d'air.

Ainsi l'on retrouve $40^{cc},1$ d'acide carbonique, exactement ce que la solution avait absorbé, et $0^{cc},45$ d'air au lieu de $0^{cc},4$. Voilà un résultat très-parfait, qui montre sur quelle exactitude on peut compter dans l'extraction des gaz faite avec la pompe à mercure.

Lorsqu'on fait ainsi le vide sur des liquides chauffés, il est utile, pour arrêter les vapeurs qui se forment avec tant d'activité dans le vide, et qui iraient se condenser dans la chambre barométrique, de faire circuler un courant d'eau froide dans le manchon qui enveloppe le long col du ballon.

Gaz de l'eau de Seine. — J'ai extrait les gaz de l'eau de Seine par le procédé que je viens d'indiquer, et j'ai obtenu, pour 1 litre d'eau de Seine :

Oxygène..............	$7^{cc},44$
Azote.....................	16,14
Acide carbonique libre......	17,20
Acide carbonique combiné. .	70,14

Les gaz étant mesurés secs à zéro et à la pression de 760 millimètres, l'acide carbonique combiné a été obtenu par l'introduction d'acide chlorhydrique pur dans le ballon. Toutes les fois qu'il est nécessaire d'introduire un liquide dans l'appareil d'extraction, on fixe, à l'aide d'un tube de caoutchouc, un entonnoir au-dessus du robinet de la pompe, et l'on verse ce liquide dans l'entonnoir; il suffit alors de tourner convenablement et avec précaution le robinet

de la pompe pour que la pression atmosphérique chasse le liquide dans le récipient.

La même pompe et le même appareil m'ont permis d'extraire facilement les gaz du sang, dont l'étude est si importante en physiologie. J'ai pu aussi réaliser plusieurs analyses chimiques où des gaz se dissolvent au sein d'un liquide, exemple : dosage des carbonates, de l'urée par le réactif de Millon, etc. Je pense avoir montré, par ces exemples, combien est utile, en physique, en chimie et en physiologie, la pompe à mercure.

JAMES THOMSON-BOTTOMLEY. — Schmelzen und Wiedergefrieren des Eises (Fusion et regel de la glace); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 492; mars 1873.

L'expérience suivante montre, d'une manière frappante, les propriétés connues de la glace. Un bloc de glace de forme parallélépipédique est placé entre deux planches; un fil de fer, placé dessus, pend de chaque côté et porte des poids. On voit alors le fil de fer pénétrer dans le bloc, le traverser complétement; et, lorsqu'il est arrivé à la partie inférieure, le bloc est entier : le plan qui a été scié par le fil ne se distingue que par quelques bulles d'air du reste du bloc. On peut constater que le fil, à l'endroit où il touche la glace, a une température inférieure à zéro, car de l'eau mise en contact avec lui se gèle instantanément.

A. Potier.

E. MACH. — Ueber die temporäre Doppelbrechung der Körper durch einseitigen Druck (Sur la double réfraction temporaire des corps isotropes, produite par la pression, la traction ou les vibrations); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVI, p. 313; 1872.

L'auteur analyse lui-même très-succinctement, sans donner aucun développement théorique, ses recherches sur le développement de la double réfraction temporaire due aux actions mécaniques; il détermine, par de nouvelles méthodes très-ingénieuses et très-simples, les constantes des formules que Neumann avait éta-

blies pour donner l'explication de ce phénomène, et qui se trouvent reproduites dans les OEuvres de Verdet, t. VI, p. 387.

Soient v la vitesse de la lumière dans la substance isotrope (celle de la lumière dans le vide étant égale à 1), V, V', V'' les trois vitesses principales de propagation des vibrations parallèles aux trois axes d'élasticité; ε, ε', ε'' les dilatations (positives ou négatives) suivant ces trois axes. Neumann a admis que l'on avait

$$V^2 = v^2 + p\varepsilon + q(\varepsilon' + \varepsilon''),$$
$$V'^2 = v^2 + p\varepsilon' + q(\varepsilon + \varepsilon''),$$
$$V''^2 = v^2 + p\varepsilon'' + q(\varepsilon + \varepsilon').$$

1. M. Mach plaçait entre deux Nicols croisés une lame de gypse assez épaisse et la lame de verre qui devait être soumise à une traction. On décompose la lumière émergente à l'aide d'un prisme, et l'on obtient un spectre sillonné de bandes d'interférence. Si alors on soumet la lame de glace à une traction, les bandes se déplacent; on les ramène à leur position primitive à l'aide d'un compensateur de Babinet. Le verre étant étiré par un poids de 50 kilogrammes par centimètre carré, la différence de marche entre les deux rayons polarisés à angle droit est les 0,00127 de la différence de marche que produirait un quartz de même épaisseur. M. Mach a constaté, comme l'avait déjà fait Brewster (1816), que, par la traction, le verre devient positif. Il a trouvé, par l'application des formules de Neumann, $\frac{p-q}{v^2} = 0{,}126$. En examinant les lignes isochromatiques d'une bande de verre infléchie, Neumann avait obtenu $\frac{p-q}{v^2} = 0{,}134$.

2. Pour déterminer directement p et q, M. Mach a placé deux lames de verre de même épaisseur dans l'appareil à interférences de M. Jamin. On décompose le faisceau émergent à l'aide d'un prisme, et l'on place devant la lunette qui sert à examiner le spectre un prisme de spath achromatisé, ayant sa section principale verticale ou horizontale (l'auteur ne l'indique pas). Si l'on comprime une des glaces dans le sens vertical, les bandes d'interférence des deux spectres se déplacent inégalement dans les deux spectres fournis par le prisme de spath, et deux fois plus vite dans le spectre dont le plan de polarisation est vertical que dans l'autre; si les

lames sont plongées dans de l'eau, le déplacement est trois fois plus rapide. De là M. Mach a déduit, pour le rapport de la dilatation transversale à la contraction longitudinale, le nombre 0,239. Neumann, pour cette détermination de p et q, avait placé une bande de verre infléchie devant un écran portant deux fentes étroites, et avait déterminé le déplacement des franges d'interférence, un des faisceaux traversant la partie comprimée, l'autre la partie allongée de cette bande de verre.

M. Mach a obtenu $\frac{p}{v^2} = -0,132$, $\frac{q}{v^2} = -0,216$, tandis que Neumann avait obtenu les nombres $-0,131$ et $-0,213$. La différence $p - q$ n'est pas constante pour tous les corps. Ainsi de la colle forte récemment coulée, et pressée seulement entre les doigts, prend une double réfraction aussi énergique que celle qui serait produite dans le verre par un poids de 50 kilogrammes; Brewster avait déjà constaté ce fait. Par la traction, au contraire, la double réfraction de la colle est insignifiante par rapport à celle du verre.

Pour les substances à moitié fluides, telles que le verre fondu, la colophane fondue, le baume de Canada, l'acide phosphorique sirupeux, la double réfraction due à la pression ne dure que si celle-ci est continuée, et dépend de la rapidité avec laquelle elle est produite. Le baume de Canada est négatif par pression, comme le verre; l'acide phosphorique sirupeux, au contraire, est positif par pression.

3. Si l'on place une verge de verre dans le voisinage de son milieu avec une lame de gypse entre deux Nicols croisés, on pourra, comme précédemment, obtenir un spectre sillonné de bandes d'interférence. Si l'on fait vibrer la verge, ces bandes se déplacent de part et d'autre de leur position primitive. On fait tomber le spectre sur une corde blanche, sur laquelle les franges d'interférence forment de larges points noirs; si alors on fait vibrer la corde transversalement, pendant que la verge vibre longitudinalement, ces points noirs paraissent décrire les courbes acoustiques de Lissajous. Avec un diapason muni d'un miroir, il serait facile, je crois, de projeter ces courbes sur un écran.

Si l'on prend une verge ayant une longueur de $1^m,50$, par un ébranlement modéré on obtient des déplacements de franges iden-

tiques à ceux que produirait une pression ou une traction de 180 kilogrammes par centimètre carré; toutefois le travail nécessaire pour exercer ces efforts n'est que de $\frac{1}{40}$ de kilogrammètre. Si l'on prend une verge en colle forte, le déplacement des franges est alors visible directement, à cause de la lenteur des vibrations.

A. TERQUEM.

OUDEMANS Jr. — Ueber den Einfluss optisch inactiver Lösungsmittel auf das Drehungsvermögen optisch activer Substanzen (Sur l'influence des dissolvants optiquement inactifs sur le pouvoir rotatoire des substances actives dissoutes); *Annales de Poggendorff*, T. CXLVIII, p. 337; 1873.

On nomme, d'après Biot, pouvoir rotatoire spécifique ou moléculaire d'une substance active, relatif aux rayons d'une réfrangibilité déterminée, l'angle dont le plan de polarisation de ces rayons est dévié par une couche active de 1 décimètre d'épaisseur, de densité et de concentration 1. En d'autres termes, soient α l'angle dont le plan de polarisation est dévié par une couche d'épaisseur l et de densité δ de la substance active *pure*, (α) le pouvoir rotatoire spécifique (ou par abréviation P. R. S.), on a, par définition,

$$(\alpha) = \frac{\alpha}{l\delta};$$

ou bien, si l'on a dissous un poids P de matière active dans un poids p de dissolvant, et si l'on pose $\frac{P}{P+p} = \varepsilon$, on a

$$(\alpha) = \frac{\alpha}{\varepsilon l \delta}.$$

Biot avait établi expérimentalement, et l'on admettait, d'après lui, que le P. R. S. est indépendant de la concentration aussi bien que de la nature du dissolvant inactif employé. Une seule exception, relative à l'action tartrique, avait été signalée par Biot lui-même, en 1852. Ce fait, demeuré jusqu'ici isolé, constituerait, d'après M. Oudemans, le cas général, dont la loi de Biot ne serait qu'un cas particulier.

Les expériences ont porté principalement sur les alcaloïdes et

leurs sels. Le P. R. S. a été déterminé suivant la méthode ordinaire, pour la lumière jaune du sodium, et pour une température de 17 à 18 degrés C. Notons seulement que, pour éviter d'innombrables déterminations de densité, l'auteur évalue approximativement ces éléments de ses recherches en négligeant le volume de la substance active dissoute, ce qui ne peut altérer en rien les résultats, puisque la proportion de matière active est demeurée très-faible dans toutes les expériences.

L'auteur trouve que, pour certains corps, la phlorizine par exemple, la loi de Biot s'applique rigoureusement; pour d'autres (sucre de canne, essence légère de cubèbe), les différences signalées sont très-faibles, et ne dépassent peut-être pas de beaucoup la limite des erreurs d'expérience; mais il en est tout autrement pour les alcaloïdes et leurs sels, comme on en jugera par le tableau suivant, extrait d'une liste de corps beaucoup plus longue :

SUBSTANCE ACTIVE.	DISSOLVANT.	CONCENTRATION ε.	P. R. S.
Cinchonine..................	Alcool.	0,006 à 0,008	↗ 228°
Id.	Chloroforme.	0,004 à 0,005	212°
Brucine.........	Alcool.	0,054	35°
Id.	Chloroforme.	0,019	↖ 127°
Id.	Id.	0,049	119°
Azotate de cinchonine.........	Eau.	0,020	↗ 154°
Id.	Alcool.	0,022	172°

Pour la brucine notamment, le pouvoir rotatoire de la solution dans le chloroforme est plus que le triple du pouvoir correspondant de la solution alcoolique.

On obtient encore de curieux résultats en dissolvant une substance active dans un mélange de deux substances inactives par elles-mêmes. L'auteur ayant par mégarde ajouté quelques gouttes d'alcool à la solution de cinchonine dans le chloroforme reconnut avec surprise que le P. R. S. avait subi une variation considérable. Il fut ainsi conduit à étudier le P. R. S. de la cinchonine dissoute dans des mélanges de chloroforme et d'alcool de même concentration, mais de composition centésimale différente; les principaux résultats sont contenus dans le tableau suivant :

COMPOSITION DU DISSOLVANT.					P. R. S.
100,00	pour 100 chloroforme.		0,00	alcool.............	212°,0
99,66	id.	id.	0,34	id.	216,3
98,74	id.	id.	1,26	id.	226,4
86,95	id.	id.	13,05	id.	237,0
65,00	id.	id.	35,00	id.	229,5
0,00	id.	id.	100,00	id.	228,0

Ainsi l'on peut ajouter environ 50 pour 100 de chloroforme à la dissolution alcoolique de cinchonine sans que le P. R. S. soit notablement altéré, tandis que $\frac{1}{300}$ d'alcool élève de plus de 4 degrés le pouvoir rotatoire de la solution chloroformique. L'auteur a représenté par une courbe les résultats ci-dessus, en prenant pour abscisses les quantités d'alcool, et pour ordonnées les P. R. S. Il a trouvé, par ce moyen, que le P. R. S. maximum correspond au mélange de 90 pour 100 de chloroforme et 10 pour 100 d'alcool.

Ne pourrait-on pas rattacher l'action exercée par les dissolvants simples ou complexes sur le pouvoir rotatoire des substances actives, à la plus ou moins grande solubilité de celles-ci? M. Oudemans se borne à poser la question, déclarant que de nouvelles études sont nécessaires pour la résoudre. La courbe de solubilité de la cinchonine, dans le mélange de chloroforme et d'alcool ne présente pas de ressemblance avec celle qui représente les P. R. S.

E. Bouty.

A.-M. MAYER. — On a method of detecting the phases of vibration in the air surrouding a sounding body, etc. (Méthode pour déterminer les phases de vibration dans l'air qui entoure un corps sonore, etc.); *Dana's and Sillimann's American Journal,* 3e série, t. IV, p. 387; 1872.

Nous réunissons trois Mémoires de M. A. Mayer, dans lesquels on trouve d'ingénieuses applications de la méthode d'étude optique des vibrations, au moyen des flammes de König.

Dans le premier Mémoire, M. Mayer donne une nouvelle méthode pour étudier les phases de vibration, ou la forme de la surface de l'onde dans les différents points de l'air.

Le procédé est très-simple et consiste à promener dans l'air un résonnateur accordé sur la note émise par le tuyau d'orgue qui sert de source : il donnait ut_3 dans les expériences citées par l'auteur. Le résonnateur est relié par un tube de caoutchouc, de plus de 4 mètres de long, à une capsule manométrique, dont la flamme se produit à côté de celle de la capsule manométrique placée au ventre du tuyau. On observe simultanément les deux flammes dans un miroir tournant.

Le résonnateur étant placé tout près du tuyau, les dentelures des deux flammes se correspondent exactement; elles s'écartent peu à peu, à mesure qu'on éloigne le résonnateur, pour revenir en coïncidence, lorsque ce dernier est à une distance d'une longueur d'onde de tuyau. En mesurant la distance de deux positions successives du résonnateur qui amènent les dentelures des flammes en coïncidence, on a la longueur d'onde, dans l'air, de la note émise par le tuyau.

Cette coïncidence peut s'évaluer simplement à l'œil; mais on arrive à une bien plus grande exactitude, en faisant usage du micromètre à flammes manométriques, petit appareil très-simple, dont le principe est indiqué dans l'*Acoustique*, de M. R. Radau (page 272; Paris, 1867), mais dont l'idée première paraît due à Zoch (*Pogg. Ann.*, t. CXXVIII).

Cet apparcil, tel que l'emploie M. Mayer, se compose d'un petit miroir placé devant la base d'une des deux flammes, de manière à la cacher, et qui montre, par réflexion, la base de l'autre flamme, de sorte qu'on aperçoit, dans le miroir, la partie inférieure d'une des flammes et, au-dessus, la pointe de la seconde. En observant le tout dans un miroir tournant, on ne voit qu'une flamme unique si le tuyau ne résonne pas ou si les phases de vibration du résonnateur et du tuyau sont les mêmes. Si ces phases sont différentes, les deux parties de l'image se séparent : pour les ramener en coïncidence apparente, il suffira de tourner, d'un certain angle, le petit miroir; on pourra évaluer cet angle soit en plaçant le miroir au centre d'un cercle divisé, soit par la méthode de la réflexion, en observant, au moyen d'une lunette, l'image dans le miroir d'une règle placée à distance. Cet angle donnera immédiatement la différence de phase des deux flammes, si l'on a déterminé une fois pour toutes l'angle qui correspond à une différence d'une longueur d'onde.

Avec ce procédé, en opérant avec un résonnateur ut_3, M. Mayer a pu rendre manifeste un déplacement dans les flammes correspondant à un déplacement de 3 centimètres du résonnateur, ce qui équivaut à $\frac{1}{44}$ de la longueur d'onde de ut_3. A. Angot.

A.-M. MAYER. — On an application of the method in the invention of on acoustic pyrometer (Sur l'application de la méthode à l'invention d'un pyromètre acoustique); *Dana's and Sillimann's American Journal*, 3e série, t. IV, p. 425; décembre 1872.

Dans son second Mémoire, M. Mayer indique une première application de son micromètre à la construction d'un pyromètre acoustique.

Un tuyau d'orgue, monté sur une soufflerie, donne la note ut_4 et porte en son nœud une capsule manométrique. En face de l'embouchure du tuyau est un résonnateur accordé sur la même note; ce dernier communique avec une autre capsule manométrique qui vient produire sa flamme tout près de celle du tuyau, de sorte qu'on puisse adapter à ces deux flammes le micromètre décrit plus haut et les regarder dans le miroir tournant. Le résonnateur est relié à sa capsule par un long tube, dont une partie, en métal, est placée dans l'enceinte dont on veut évaluer la température.

La longueur d'onde d'ut_4 étant $\frac{333^{\text{m}}}{512} = 0^{\text{m}},65$, nous supposerons, comme l'a effectivement réalisé Mayer, que la partie de tube plongée dans l'enceinte ait 13 mètres de longueur, de sorte qu'elle contienne juste 20 longueurs d'onde à zéro. L'enceinte étant d'abord à zéro, on commencera par mettre les deux flammes en coïncidence, au moyen du micromètre; puis, si l'on chauffe peu à peu l'enceinte, on verra les dentelures d'une des flammes s'avancer progressivement sur celles de l'autre.

Supposons qu'on soit de la sorte arrivé à 820 degrés, à cette température, la vitesse de son dans l'air est devenue

$$333\sqrt{1 + 820 \times 0,00367} = 2 \times 333,$$

de sorte que, la longueur d'onde étant doublée, le tuyau métallique n'en contiendra plus que 10. On aura donc vu les dents de la flamme du résonnateur glisser au-dessus de celles du tuyau fixe de 10 fois l'intervalle de deux dents consécutives.

Si maintenant on s'élève jusqu'à 920 degrés, la longueur d'onde à cette température devient

$$\frac{333\sqrt{1+920\times 1,00367}}{512}=1^{m},36;$$

le tuyau ne contiendra plus alors que 9,54 longueurs d'onde, ou 0,46 de moins qu'à 820 degrés; les dents de la flamme du résonnateur se seront donc avancées des 0,46 de l'intervalle de deux dents de la flamme du tuyau fixe.

Mais nous avons vu qu'avec le micromètre on peut évaluer facilement le $\frac{1}{16}$ de cet intervalle; donc, au moyen de cette méthode, on pourra, dans l'enceinte chauffée, évaluer encore des différences de 10 degrés, lorsque la température sera supérieure à 820 degrés. C'est là la limite de sensibilité de ce nouveau moyen de pyrométrie que nous signalons au moins comme une application curieuse des flammes manométriques.

L'auteur annonce, du reste, un futur Mémoire où il doit donner des applications de ce procédé; il est bon d'attendre jusque-là pour le juger d'une manière plus complète. A. Angot.

A.-M. MAYER. — On the experimental determination of the relative intensities of sounds; and on the measurement of the powers of various substances to reflect and to transmit sonorous vibrations (Sur la détermination expérimentale des intensités relatives des sons et sur la mesure des pouvoirs qu'ont les corps de transmettre et de réfléchir les vibrations sonores); *Dana's and Sillimann's American Journal*, 3e série, t. V, p. 123; février 1873.

Le plus important des Mémoires de M. Mayer est, sans contredit, le troisième, où il donne, pour la première fois, un moyen de comparer et de mesurer les intensités relatives de sons de même hauteur. Pour cela, les deux corps sonores sont séparés l'un de l'autre par une cloison qui ne réfléchit pas le son; devant chacun d'eux, on place un résonnateur accordé sur la note qu'ils rendent. Ces résonnateurs sont reliés par des tubes de caoutchouc, d'égale longueur, aux deux extrémités d'un tube en fer à cheval, du milieu duquel part un troisième tube relié à une capsule manométrique.

Si les résonnateurs sont tous deux à la même distance des corps sonores et que les sons aient même intensité et même phase de vibration, ils interfèrent complétement au milieu du fer à cheval,

de sorte que la flamme de la capsule manométrique devra rester complétement en repos et se présenter, dans le miroir tournant, sous l'aspect d'un ruban lumineux à bords rectilignes.

Si les sons n'ont pas la même intensité, tout en ayant la même phase, l'interférence ne sera pas complète et l'on verra des dentelures dans la flamme : pour les faire disparaître, on éloignera peu à peu l'un des résonnateurs ; les intensités des deux sons seront en raison inverse des carrés des distances des résonnateurs aux corps sonores, au moment où la flamme devient immobile.

Cela suppose que les phases de vibration des deux corps soient les mêmes, ce qui n'a généralement pas lieu ; pour obvier à cet inconvénient, on coupe sur un des tubes de caoutchouc du résonnateur une longueur égale à la $\frac{1}{2}$ longueur d'onde de la note sur laquelle on travaille et on la remplace par une longueur égale de tube de verre, dans lequel se meut, à frottement dur, un autre tube de verre de même longueur. En enfonçant plus ou moins ce dernier tube, on change à volonté la phase du son correspondant ; on pourra donc toujours l'amener à être la même que celle de l'autre son.

Pour mesurer le rapport des intensités de deux sons, la marche expérimentale sera donc la suivante : les résonnateurs étant placés en face des corps sonores, on verra généralement des dentelures dans l'image de la flamme ; on commencera par les amener au minimum possible, en manœuvrant le tube de verre ; puis on pourra les faire disparaître complétement en changeant la distance d'un des corps à son résonnateur. On n'aura plus qu'à mesurer la distance de chaque corps sonore au résonnateur qui lui correspond.

Cette méthode, pour être légitime, nécessite trois conditions :

1° La loi inverse du carré de la distance qui ne peut pas ne pas être exacte.

2° Il faut qu'en allongeant un des tubes de $\frac{1}{2}$ longueur d'onde on ne diminue pas l'intensité du son ; or les expériences de Biot et de M. Regnault, sur les conduites d'eau de Paris, ont bien démontré qu'une si petite longueur ne pouvait avoir aucun effet sensible.

3° Il faut enfin que l'intensité des vibrations, que le résonnateur transmet à son tube, soit proportionnelle à l'intensité que possède le son dans l'air libre, à l'entrée du résonnateur.

Cela n'est pas encore démontré ; mais, quand même cette condition n'aurait pas lieu, cela ne ferait qu'affecter les nombres donnés

par la méthode, qui redeviendrait immédiatement applicable, dès qu'on connaîtrait la loi du changement d'intensité qu'éprouve le son en passant de l'air libre dans le tube du résonnateur.

La même méthode peut être appliquée à mesurer le rapport des intensités des sons qu'un corps peut réfléchir ou transmettre. Pour cela, on prend deux corps sonores donnant des sons de même hauteur et l'on dispose devant eux des résonnateurs, à des distances telles que la flamme de la capsule reste immobile. L'un des deux corps est placé au foyer d'un miroir parabolique; c'est devant l'ouverture du résonnateur qui correspond à ce corps qu'on place, à une petite distance, la lame dont on veut mesurer le pouvoir transmissif; aussitôt que cette lame est interposée, on voit les dentelures reparaître dans la flamme et pour les annuler il faut éloigner le second résonnateur du corps qui lui correspond. Le rapport inverse du carré des distances de ce second résonnateur à sa source sonore donne le rapport de l'intensité du son que la lame laisse passer à celle qui arriverait directement au résonnateur, si la lame n'existait pas. En retranchant ce rapport de l'unité, on a le pouvoir réflecteur de la lame considérée.

La grande difficulté de ces expériences est qu'il faut opérer dans une chambre dont les murailles et les planchers ne réfléchissent pas le son. M. Mayer n'a pas encore pu réaliser complétement cette condition : aussi n'a-t-il encore déterminé numériquement aucun pouvoir réflecteur; mais il espère bientôt combler cette lacune. Ces travaux sont les premiers où l'on ait commencé à étudier expérimentalement l'intensité des sons. A. Angot.

LEWIS RUTHERFURD. — On the stability of the collodion film (Sur la stabilité de la couche de collodion); *Dana's and Sillimann's American Journal*, 3e série, t. IV, décembre 1872.

Un travail de M. Paschen (*Astronomische Nachrichten*, avril 1872) tend à faire croire que les mesures prises sur des photographies ne donneraient pas de résultats exacts, à cause des variations qu'éprouve la couche de collodion. M. Rutherfurd a examiné spécialement cette question et mesuré sur des plaques albuminées, avant l'application du collodion, les distances des images de deux lignes sur le collodion encore humide et sur le collodion tout à fait sec; les lignes étaient tantôt noires sur fond blanc, tantôt

blanches sur fond noir. On a trouvé, en moyenne, une distance plus grande de 0,0017 de pas du micromètre pour le collodion sec, sur une distance de 93 pas environ; cette différence est probablement due à une différence dans la température du verre, car elle est égale à la dilatation de celui-ci pour 2 degrés C. (Le pas de la vis était $\frac{1}{41}$ de pouce, la plus grande différence trouvée était de 0,009 pas.)

A. POTIER.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 9 mai 1873.

MM. Champion, Pellet et Grenier présentent l'instrument qu'ils appellent *spectronaromètre*, et qui permet de doser, par une méthode spectrométrique, la quantité de soude renfermée dans une dissolution.

Cet appareil est fondé sur la désensibilisation de la raie D, par un prisme coloré qui permet d'amener l'intensité de la raie au degré voulu; un bec spécial, placé sur le côté du spectroscope et destiné à produire une flamme constante imprégnée de soude, fournit une seconde raie appelée *témoin*, et qui sert de terme de comparaison. Les solutions de soude qui servent à titrer l'appareil sont introduites à l'avance dans une série de tubes bouchés, dans lesquels on plonge un fil de platine que l'on fait passer, par un mouvement continu et régulier, dans une flamme plate placée en face du spectroscope.

La fixité des flammes est obtenue à l'aide de régulateurs Giroud et l'appareil est soustrait à l'influence des courants d'air par une cage en verre.

En raison de la difficulté de comparaison de deux teintes jaunes, les flammes sont entourées de cheminées destinées à soustraire l'œil de l'observateur à leur influence.

Les observations doivent se pratiquer dans l'obscurité, ainsi que cela a lieu pour le saccharimètre.

M. Bourget expose ensuite à la Société la théorie des sons produits par l'échauffement des tubes thermométriques. Ces sons ont été étudiés pour la première fois par Pinaud, en 1831. Les lois expérimentales ont été trouvées, d'abord par lui, et plus tard, plus complétement, par M. Sondhaus. Le travail de M. Bourget se trouve exposé page 193, dans ce même numéro.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXIX. — Mai 1873.

E. JANNETTAZ. — *Sur la propagation de la chaleur dans les corps cristallisés*, p. 5.

P.-A. FAVRE. — *Réponse à la dernière Note de M. Berthelot sur le calorimètre à mercure*, p. 87.

BERTHELOT. — *Recherches calorimétriques sur l'état des corps dans les dissolutions*, p. 94.

Juin 1873.

BERTHELOT. — *Recherches calorimétriques sur l'état des corps dans les dissolutions* (fin), p. 145.

A. DE LA RIVE et E. SARRASIN. — *Sur la rotation sous l'influence magnétique de la décharge électrique dans les gaz raréfiés et sur l'action mécanique que peut exercer cette décharge dans son mouvement de rotation*, p. 207.

E.-H. AMAGAT. — *Recherches sur la dilatation et la compressibilité des gaz*, p. 246.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLV. — Juin 1873.

HERMANN HERWIG. — *Expansion des vapeurs surchauffées*, p. 401.

OLIVER HEAVISIDE. — *Sur la télégraphie double*, p. 426.

J. JAMIN. — *Théorie de l'aimant normal et moyen d'augmenter indéfiniment le pouvoir des aimants*, p. 432.

J.-W. STRUTT. — *Loi de la pression des gaz*, p. 438.

H. WILDE. — *Sur quelques perfectionnements des machines d'induction électromagnétique*, p. 439.

Annales de Poggendorff.

Tome CXLVIII. — N° 3. — Année 1873.

C. OUDEMANS junior. — *Influence optique des dissolvants inactifs sur le pouvoir rotatoire des substances actives*, p. 337.

J. THOMSEN. — *Recherches thermochimiques.*

XI. *Sur l'affinité de l'hydrogène pour les métalloïdes suivants : chlore, brome, iode, oxygène, azote* (suite), p. 368.

N. LUBIMOFF. — *Nouvelle théorie du champ et du grossissement des instruments d'optique*, p. 405.

E. EDLUND. — *Recherches sur la nature de la résistance électrique. Déduction théorique de la loi de Ohm et formule relative au dégagement de la chaleur du courant galvanique*, p. 421.

E. KETTELER. — *Influence des mouvements astronomiques sur les phénomènes optiques*, p. 435.

E. H. VON BAUMHAUER. — *L'hygrométrie dans les observatoires météorologiques*, p. 448.

F. RÜDORFF. — *Solubilité des mélanges de sels*, p. 456.

C. BRAUN. — *Photographie directe des protubérances du Soleil*, p. 475.

L. DUFOUR. — *Diffusion des gaz à travers des parois poreuses et changements de température correspondants*, p. 490.

J. THOMSON BOTTOMLEY. — *Fusion et regel de la glace*, p. 492.

COURANTS DÉRIVÉS. — COROLLAIRES DE M. BOSSCHA ET APPLICATIONS (1);

PAR M. J. RAYNAUD.

1. La considération des équations générales, données par M. Kirchhoff, pour la résolution des problèmes relatifs aux courants dérivés, a conduit M. Bosscha (de Leyde) à formuler quelques corollaires, dont l'application simplifie beaucoup le calcul dans un grand nombre de cas.

Dans tout système de courants dérivés, indécomposable en systèmes indépendants, les relations de la forme

$$\Sigma i = 0, \quad \text{pour les points de concours,}$$
$$\Sigma(ir - e) = 0, \quad \text{pour les figures fermées,}$$

fournissent toutes les équations nécessaires à la détermination des intensités dans les diverses branches. Par suite, toute modification dans la résistance des divers conducteurs composant le circuit, ou dans les forces électromotrices y contenues, qui n'apportera aucun changement dans les équations précédentes, n'altérera en rien l'intensité des courants qui les traversent; d'où les deux remarques suivantes :

« 1° Toutes les fois que l'intensité est nulle dans une des branches, les intensités dans les autres branches sont indépendantes de la résistance du conducteur dans lequel il n'y a pas de courant. »

Car si, pour un conducteur, $i = 0$, le produit ir sera aussi nul.

« 2° En chaque point de concours de plusieurs conducteurs, on peut ajouter ou supprimer, dans tous les conducteurs, des forces électromotrices égales, pourvu qu'elles soient toutes dirigées dans le même sens *par rapport au point de rencontre* », c'est-à-dire pourvu que les courants qu'elles tendent à produire s'éloignent ou se rapprochent tous de ce point.

Les forces électromotrices n'entrant pas dans $\Sigma i = 0$, il suffit de montrer que ce changement n'altère pas les équations des figures

(1) BOSSCHA, *Annales de Poggendorff* (1858), et *Communications de l'Académie des Pays-Bas*.

fermées $\Sigma(ir - e) = 0$. En effet, toute figure fermée simple dont le point considéré forme un des sommets renferme deux conducteurs passant par ce point : l'introduction dans chacun des fils d'une force e, commune en grandeur et en direction, ne changera pas la relation ; car, en parcourant la figure *dans un sens déterminé,* la direction de la force dans un des conducteurs sera nécessairement opposée à celle de la force égale située dans l'autre conducteur.

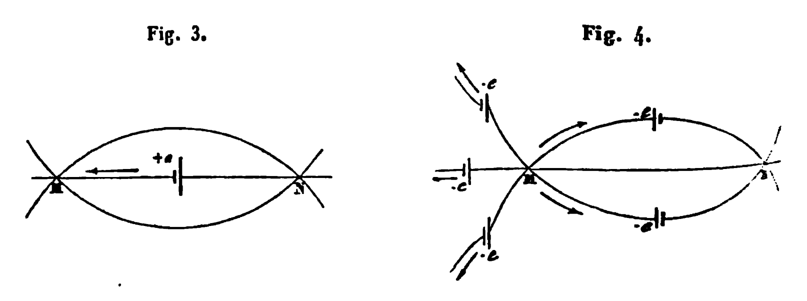
Les équations fournies par le système primitif et le système modifié sont donc identiques et nécessairement satisfaites par les mêmes valeurs de i.

Si entre deux sommets se trouvent, par exemple, n conducteurs, et que $n - 1$ d'entre eux renferment une force électromotrice $+e$, dirigée vers le sommet M (*fig.* 1), on pourra, par l'introduction



d'une force commune $-e$, dans les n fils, substituer aux $n-1$ forces $+e$ une force unique $-e$ dans le $n^{ième}$ conducteur (*fig.* 2), qui précédemment n'en renfermait pas. Les systèmes (1) et (2) sont équivalents.

De même, le système (*fig.* 4) est équivalent au système (*fig.* 3).



Dans ces figures, les flèches représentent non la direction réelle des courants, mais celle des courants que les forces e, dont il est question, tendent à produire.

2. Cela posé, les corollaires de M. Bosscha peuvent se ramener à deux propositions, dont l'une résulte des remarques précédentes et peut être envisagée d'ailleurs comme une conséquence directe de la loi de distribution des potentiels aux divers points d'un circuit. La seconde est une déduction des propositions de M. Kirchhoff, énoncées aux n°s 8 et 9 de l'*Étude de la résolution générale des problèmes relatifs aux circuits dérivés* (même Journal, t. II, p. 170 et 171).

Corollaire I. — « Si l'intensité du courant est nulle dans un conducteur faisant partie d'un système contenant des forces électromotrices, on ne changera pas les intensités du courant dans les autres branches :

» 1° Si l'on interrompt ce conducteur et qu'on le supprime du circuit avec les forces qu'il contient;

» 2° Dans le cas où ce conducteur ne renferme pas de forces électromotrices, si, après sa suppression, on réunit directement (par un circuit sans résistance) les deux points qu'il joignait précédemment;

» 3° Mais s'il renferme une force électromotrice, on ne pourra faire cette dernière modification qu'à la condition d'ajouter dans tous les conducteurs, aboutissant à l'un ou à l'autre des deux points, une même force, égale et dirigée, *par rapport au point considéré,* en sens contraire de la force que renfermait le conducteur proposé (ou de même sens que cette dernière, en parcourant, dans une direction déterminée, une figure fermée contenant à la fois le conducteur supprimé et l'un des autres conducteurs). »

Il faut montrer que ces modifications n'altèrent pas les équations

$$\begin{cases} \Sigma i = 0, \\ \Sigma(ir - e) = 0; \end{cases}$$

en faisant $i = 0$, le produit ir est nul, quel que soit r; si l'on a à la fois $i = 0$ et $r = \infty$, ir prend la forme $\frac{0}{0}$, mais la valeur de ce produit est toujours nulle; car, dans le système primitif, i ne sera nul, pour une valeur finie de r, que si le numérateur de sa valeur est nul. Or ce numérateur ne renferme pas r, qui est contenu, au contraire, dans le dénominateur; donc, en faisant $r = \infty$, le pro-

duit ir devient proportionnel au numérateur, lequel est toujours nul pour $i = 0$.

Si $i = 0$ et si $r = \infty$, il faudra supprimer e dans les équations du système primitif; car, dans le numérateur des expressions qui donnent les intensités, e est multiplié par un polynôme qui ne contient pas r, tandis que r entre au dénominateur; donc la partie du courant qui provient de e est nulle dès que $r = \infty$.

Si $i = 0$, sans que $r = \infty$, la force e subsiste toujours dans les équations $\Sigma(ir - e) = 0$; mais la seconde remarque du n° 1 permet de ramener ce cas à celui où le conducteur ne renferme pas de force électromotrice, puisqu'on peut ajouter une force commune $-e$ dans tous les conducteurs aboutissant au même sommet, d'où résulte la troisième partie de l'énoncé.

3. Quelques considérations très-simples permettent d'ailleurs la démonstration immédiate de ces conséquences.

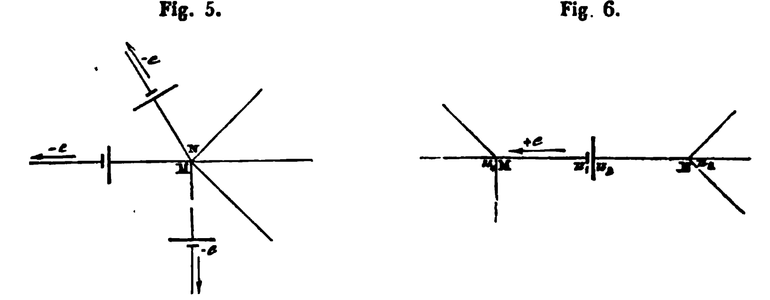
L'état permanent étant établi dans le système proposé, on pourra faire subir au système tout changement qui n'altérera pas la grandeur relative des potentiels des divers points.

Si, dans le conducteur joignant deux sommets, le courant est nul et si ce conducteur ne renferme pas de force électromotrice, ces deux sommets auront le même potentiel; on ne changera donc pas les potentiels des autres points de concours, en supprimant ce conducteur, ou en faisant confondre, après cette suppression, les deux sommets qu'il réunissait auparavant.

Si le conducteur MN, dans lequel le courant est nul, renferme une force électromotrice $+e$ (*fig.* 6), il faudra que les potentiels en M et N soient égaux respectivement aux potentiels polaires u_1 et u_2 de la pile intercalée; on pourra donc, sans changer ces potentiels, supprimer le conducteur MN et la force qu'il contient; ou donner à ce conducteur une résistance différente, mais à la condition alors de placer quelque part, entre M et N, une force qui maintienne entre ces deux points la différence $u_1 - u_2$, qu'ils avaient antérieurement.

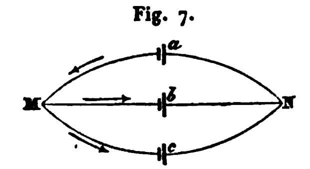
Enfin, si les deux points M et N sont confondus, ils prennent le même potentiel; pour que cette modification n'entraîne aucun changement dans les intensités du courant dans les autres branches, on transportera cette force dans tous les conducteurs aboutissant

soit en M, soit en N, et le système (*fig.* 6) sera identique au système (*fig.* 5); car les équations des figures fermées contenant le



conducteur MN $= r$, en y faisant $r = 0$, deviendront identiques à celles du nouveau système et les forces introduites se détruiront dans les figures fermées, qui antérieurement ne renfermaient pas r.

4. *Application.* — Considérons trois conducteurs a, b, c (*fig.* 7), renfermant des forces électromotrices α, β, γ dirigées vers le même



point M, et soient A, B, C les intensités correspondantes (les flèches donnent la direction *des courants*). Supposons le courant nul dans b, on peut supprimer ce conducteur et l'on a de suite

$$(1)\qquad A = C = \frac{\alpha - \gamma}{a + c}.$$

On peut aussi réunir directement M et N, en transportant β, en sens contraire par rapport à M, dans a et c; alors (*fig.* 8)

$$(2)\qquad A = \frac{\alpha - \beta}{a}, \quad C = \frac{\beta - \gamma}{c}.$$

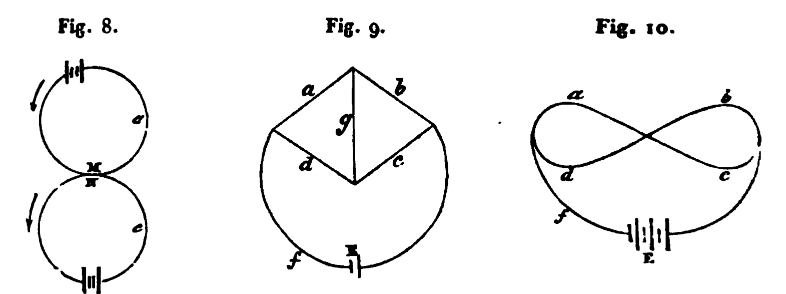
Pour que les expressions (1) et (2) soient identiques, il faut que

$$\frac{a}{c} = \frac{\alpha - \beta}{\beta - \gamma}.$$

Cette relation exprime, en effet, la condition nécessaire pour que $B = 0$, déduite des équations

$$A = C \quad \text{et} \quad \begin{cases} Aa = \alpha - \beta, \\ Cc = \beta - \gamma. \end{cases}$$

5. *Pont de Wheatstone* (*fig.* 9). — Si le courant est nul dans la branche g, on a immédiatement, par la suppression de ce conducteur ($g = \infty$), la résistance P du quadrilatère formé par a, b, c, d,



$$(1) \qquad P = \frac{(a+b)(c+d)}{a+b+c+d}.$$

Si l'on réunit directement les points entre lesquels se trouvait g ($g = 0$), on a (*fig.* 10)

$$(2) \qquad P = \frac{ad}{a+d} + \frac{bc}{b+c}.$$

L'intensité dans f est donnée par

$$F = \frac{E}{f+P}.$$

Les expressions (1) et (2) sont identiques si $ac = bd$; or les équations

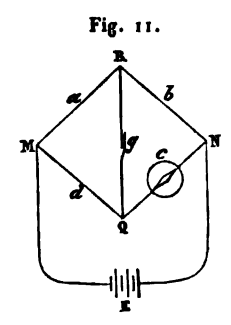
$$\begin{cases} B = A, \\ D = C, \end{cases} \quad \begin{cases} Aa - Dd = 0, \\ Bb - Cc = 0, \end{cases}$$

obtenues en faisant $i = 0$ dans les équations de M. Kirchhoff appliquées à la *fig.* 9, donnent précisément la condition $ac = bd$.

On peut donc remarquer que : « En rendant le conducteur dans lequel il n'y a pas de courant nul ou infini, on est conduit à deux expressions différentes de la même intensité ; mais, en identifiant ces deux expressions, on obtient la relation qui exprime, dans les deux cas, que l'intensité est nulle dans ce conducteur. »

6. *Mesure de la résistance d'un galvanomètre par la simple déviation de son aiguille* (¹). — Si le courant est nul dans la branche g (*fig.* 11), les intensités dans les autres branches seront indépendantes de g et, par suite, si $ac = bd$, un galvanomètre

Fig. 11.



placé en c donnera la même déviation, g pouvant avoir toutes les valeurs de zéro à l'infini.

Donc, pour obtenir la résistance x d'un galvanomètre formant l'une des quatre branches du pont, on établira, entre R et Q, une dérivation susceptible d'être ouverte ou fermée à l'aide d'un interrupteur, et, $\frac{d}{a}$ ayant une valeur déterminée, on fera varier la résistance b, jusqu'à ce que le galvanomètre donne la même déviation, que le contact soit établi ou non ; alors

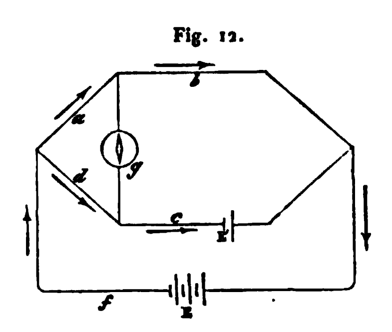
$$x = \frac{d}{a} b ;$$

ou bien, b ayant une valeur déterminée, on fera varier le rapport $\frac{d}{a}$ dans les mêmes conditions.

(¹) Sir W. Thomson, *Philosophical Magazine* (juin 1871).

7. *Mesure de la résistance d'un conducteur dans lequel se trouve une force électromotrice inconnue* $\pm$ E' [1]. — Dans le côté inconnu c, se trouve une force électromotrice E', dirigée, par

Fig. 12.



exemple, en sens contraire du courant qui circule dans c (*fig.* 12): déterminons b, résistance du rhéostat, de telle sorte que le courant qui traverse le galvanomètre soit nul, G = o.

Le conducteur g pouvant être supprimé, les équations de Kirchhoff donnent

$$\begin{cases} A = B, \\ C = D, \\ F = A + D, \end{cases} \qquad \begin{cases} Aa - Dd = 0, \\ Bb - Cc = -E', \\ Ff + Aa + Bb = E - E', \end{cases}$$

d'où l'on tire

$$\frac{E'}{E} = \frac{ac - bd}{a(f + d) + d(f + b)}.$$

Si le rapport $\frac{E'}{E}$ était connu, on obtiendrait c par l'équation

$$c = b\frac{d}{a} + \frac{E'}{E}\,\frac{a(f + d) + d(f + b)}{a}.$$

Si E' = o, on retombe sur l'expression connue $c = b\,\frac{d}{a}$.

$\frac{E'}{E}$ étant inconnu, on peut avoir la valeur de c ou x, par deux expériences faites en changeant le sens de la pile E du pont et en

(1) Robert Sabine, *The electric Telegraph* (1867).

notant les résistances R′ et R″ qu'il faut donner au rhéostat b pour obtenir l'équilibre galvanométrique. On a alors

$$+\frac{E'}{E}=\frac{ax-R'd}{a(f+d)+d(f+R')},$$

$$-\frac{E'}{E}=\frac{ax-R''d}{a(f+d)+d(f+R'')}.$$

En ajoutant, $\frac{E'}{E}$ se trouve éliminé, et l'on a

$$(1)\qquad \frac{ax-R'd}{a(f+d)+d(f+R')}+\frac{ax-R''d}{a(f+d)+d(f+R'')}=0 \quad (^1).$$

Faisant le pont à branches égales $a=d$, on a

$$(2)\qquad \frac{x-R'}{a+2f+R'}+\frac{x-R''}{a+2f+R''}=0.$$

si la résistance f de la pile E était négligeable, on pourrait encore simplifier, mais tel n'est pas le cas en général.

La résolution des équations (1) et (2) donne

$$x=\frac{d}{a}\;\frac{f(a+d)(R'+R'')+d(aR'+2R'R''+aR'')}{d(R'+R'')+2f(a+d)+2ad}\;(^2),$$

et si $a=d$,

$$x=\frac{2f(R'+R'')+aR'+2R'R''+aR''}{(R'+R'')+4f+2a}.$$

Ces formules sont un peu compliquées; mais, dans la mesure des résistances des lignes télégraphiques aériennes ou sous-marines, où ce cas se présente continuellement, par suite des courants naturels ou de ceux provenant de la différence des conditions des plaques de terre et de leur polarisation par la pile du pont, on peut simplifier comme il suit.

Soit R′ la plus petite des deux valeurs trouvées, on aura facilement la différence $R''-R'=\rho$, qui est la résistance à ajouter dans le rhéostat, pour rétablir l'équilibre quand on envoie le courant

---

(1) Winter, *Philosophical Magazine* (mars 1872).

(2) Formule de Schwendler (Clark et Sabine, *Electrical Tables and Formule*, 1870).

inverse. Calculons $A = a + 2f + 2R'$, l'équation (2) devient

$$\frac{x - R'}{A} + \frac{(x - R') - \rho}{A + \rho} = 0,$$

d'où

$$x = R' + \frac{A\rho}{2A + \rho},$$

et si ρ est négligeable devant $2A$, ce qui a lieu quand on emploie une pile de 15 à 20 éléments Daniell, et qu'on mesure rapidement R' et R'' en renversant brusquement le sens de la pile entre les deux observations,

$$x = R' + \frac{\rho}{2} = \frac{R' + R''}{2}.$$

La valeur de x comprend d'ailleurs la résistance du conducteur c, plus, s'il y a lieu, celle introduite par les plaques de terre qui constituent l'élément E'.

8. *Corollaire II.* — « Lorsque, dans un système quelconque de conducteurs linéaires, il se trouve deux conducteurs a et b, tels qu'une force électromotrice placée en a n'envoie aucun courant en b, on ne changera pas l'intensité du courant en b, soit en ouvrant le conducteur a, soit en réunissant directement, après sa suppression, les deux sommets entre lesquels il se trouvait.

» Réciproquement, on ne changera pas l'intensité dans a, en agissant de même pour b. »

Il résulte, en effet, de la forme même des expressions des intensités (*Résolution des équations fournies par les lois de Kirchhoff*, nos 8 et 9, même Journal, t. II, p. 170 et 171) :

« 1° Que l'intensité du courant envoyé dans un conducteur a, par une force électromotrice située en b, est égale à celle qui serait envoyée en b par une force électromotrice égale placée en a ;

» 2° Et, par suite, que si l'intensité en a est indépendante de la force électromotrice située en b, l'intensité en b sera indépendante de la force électromotrice qui se trouve en a. »

La démonstration de la réciproque étant donc comprise dans celle de la première partie du corollaire, il suffira d'établir que l'intensité en b est indépendante de la résistance du conducteur a.

Reprenons les notations employées dans l'article précité, pour les expressions des intensités.

Si la force électromotrice e_l n'envoie aucun courant dans r_k, on aura (n° 9, *Résolution, etc.*)

$$C_l^k = 0.$$

Supposons que e_l soit la seule force électromotrice du système, i_k sera évidemment nul et les intensités dans les autres conducteurs seront

$$i_1 = \frac{C_l^1 e_l}{D}, \ldots, \quad i_l = \frac{C_l^l e_l}{D}, \ldots, \quad i_n = \frac{C_l^n e_l}{D};$$

mais, i_k étant nul, on peut (n° 2) supprimer le fil r_k sans changer en rien les intensités dans les autres branches et, par suite, $C_l^1, \ldots,$ $C_l^l, \ldots, C_l^n$ sont indépendants de r_k.

Mais (n° 8 de l'article précité) on a, en général,

$$C_l^k = C_k^l;$$

donc

$$C_l^1 = C_1^l, \ldots, \quad C_l^n = C_n^l.$$

Or $C_l^1, \ldots, C_l^n$ sont les coefficients des forces électromotrices e_1, $e_2, \ldots, e_n$ dans la formule qui donne l'intensité i_l. Donc cette intensité est indépendante de r_k; elle l'est aussi de e_k, puisque dans i_l le coefficient de e_k est nul; et, par suite, en réunissant directement les deux sommets antérieurement reliés par r_k, il ne sera pas nécessaire de tenir compte de e_k.

9. *Application au pont de Wheatstone.* — Si l'on a, entre les branches du pont, la relation $ac = bd$, une force électromotrice E, placée dans la diagonale f, n'enverra aucun courant dans l'autre diagonale g.

Donc, s'il existe d'autres forces électromotrices dans le système, l'intensité G ne sera pas changée par la suppression de f ou la réunion directe des sommets M et N.

Considérons une force électromotrice E' dans le côté c et la relation $ac = bd$ établie; on pourra supprimer f, et la valeur G du

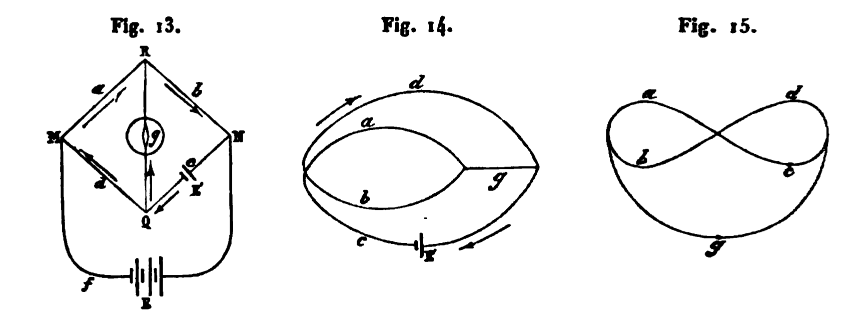
courant qui fait dévier le galvanomètre se déduira des relations

$$\begin{cases} A = D, \\ B = C, \\ G = C - D, \end{cases} \qquad \begin{cases} Cc + Gg + Bb = E', \\ Aa + Dd - Gg = o, \end{cases}$$

d'où

$$G = \frac{E'(a+d)}{g(a+b+c+d)+(a+d)(b+c)} \qquad (fig.\ 13).$$

En réunissant directement M et N($f = o$), le calcul est plus compliqué; mais on simplifie, en remarquant que l'intensité en-



voyée en g par une force E', située dans c, est égale à l'intensité envoyée en c par une force égale en g (*fig.* 14 et 15). Alors

$$G = \frac{d}{c+d} \frac{E'}{g + \frac{ab}{a+b} + \frac{cd}{c+d}},$$

expression identique à la précédente ($f = \infty$) si $ac = bd$.

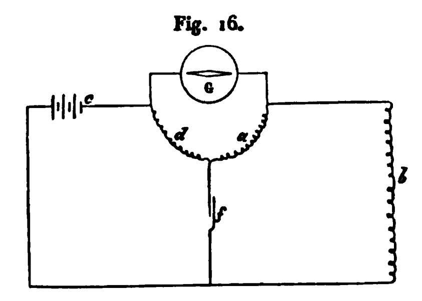
On peut remarquer que « l'application de cette proposition conduit à des expressions différentes pour la valeur d'une même intensité, en faisant le conducteur f nul ou infini, mais qu'en égalant ces deux expressions on obtient la relation exprimant que la force électromotrice située dans f n'envoie aucun courant dans l'autre conducteur. »

10. *Mesure de l'extra-courant par M. Rijke.* — Plaçons (*fig.* 13) une force électromotrice E dans f, une autre E' en c et

un galvanomètre dans g. Il suffira d'établir entre les résistances a, b, c, d la relation $ac = bd$, pour que E n'envoie aucun courant dans le galvanomètre, et alors le courant envoyé dans ce même appareil par E′ ne variera pas, que le circuit f soit ouvert ou fermé. Si donc E′ est la force électromotrice des courants d'induction engendrés par l'ouverture ou la fermeture du courant envoyé par E dans une bobine formant le conducteur c, les déviations du galvanomètre en g permettront de mesurer les intensités des extra-courants qui prennent alors naissance.

11. *Mesure de la résistance d'un conducteur, ou d'une pile, ou d'une ligne télégraphique influencée par des courants de terre inconnus, par la simple déviation d'un galvanomètre de résistance également inconnue* (¹). — Supprimons la pile E en f (*fig.* 13) et plaçons une pile E′ en c; si $ac = bd$, le courant envoyé par E′ imprimera au galvanomètre placé en g une déviation constante, f pouvant avoir toutes les résistances possibles de zéro à l'infini.

Fig. 16.



Si donc on place en c une pile quelconque, soit seule, soit jointe à un conducteur, en établissant entre a et d un rapport déterminé et, faisant varier b jusqu'à ce qu'un galvanomètre g donne la même déviation, en ouvrant ou fermant f, à l'aide d'un interrupteur (*fig.* 16), la relation $c = \frac{d}{a} b$ fera connaître c, c'est-à-dire la résistance de la pile, ou celle de la pile plus celle du conducteur dans lequel elle est située.

On pourra également laisser b constant et faire varier dans les

(¹) H. MANCE, *Philosophical Magazine* (avril 1871).

mêmes conditions le rapport $\frac{d}{a}$ des deux parties de la dérivation $a+d$ établie entre les bornes du galvanomètre.

Enfin c pourra être une ligne télégraphique influencée par un courant inconnu, et alors, sans introduire d'autre pile dans le système, on obtiendra de même la résistance de cette ligne ou, du moins, comme dans la méthode du n° 7, la résistance de cette ligne plus celle introduite par l'élément inconnu E′.

Cette méthode a sur celle du n° 7 l'avantage de ne pas faire intervenir une nouvelle pile E susceptible de polariser E′.

On peut enfin remarquer que cette disposition est identique à celle que l'on obtiendrait par l'intervention mutuelle de la pile et du galvanomètre dans la *fig.* 11, n° 6.

12. En résumé, les diverses propriétés du pont, obtenues comme application des propositions de MM. Kirchhoff et Bosscha, peuvent se résumer comme il suit :

Si $ac = bd$:

La pile étant placée dans une des diagonales.	1° Dans l'autre diagonale, courant nul. 2° Dans les côtés, courant indépendant de la résistance de l'autre diagonale.
La pile étant placée dans un des côtés......	3° Le courant dans une des diagonales est indépendant de la résistance de l'autre diagonale.

DE LA FLUORESCENCE

(SUITE ET FIN);

PAR M. E. GRIPON.

Influence de l'état du corps. — Tous les platinocyanures ne sont fluorescents qu'à l'état solide; leurs dissolutions sont complètement inactives. On trouverait de même que les composés d'uranium sont plus fluorescents à l'état solide qu'à l'état de dissolution. D'un autre côté, le curcuma, le sucre de malt, l'anthracène sont très-actifs sous les deux états; l'esculine, le sulfate de quinine,

fortement fluorescents s'ils sont dissous, ne le sont plus que faiblement à l'état solide; enfin le rouge de naphtaline n'est fluorescent qu'à l'état de dissolution. Ces exemples montrent l'extrême variété que présentent les phénomènes de fluorescence.

Influence du dissolvant. — La nature du dissolvant a-t-elle une influence sur le caractère de la fluorescence ? Dans un petit nombre de cas, cette influence semble nulle; les dissolutions alcooliques et éthérées de sucre, d'orseille, etc., présentent les mêmes caractères; d'autres fois, la disposition des maxima dans les deux spectres change avec le dissolvant.

Que l'on compare les solutions éthérées d'acide phtalique, de carmin avec les solutions alcooliques, on trouvera que, avec les premières, les maxima sont plus voisins du violet qu'avec les secondes, sans qu'on puisse dire cependant avec Krauss que les bandes d'absorption sont d'autant plus rejetées vers le rouge que la densité du dissolvant est plus grande.

L'intensité de la fluorescence n'augmente pas toujours avec le degré de concentration de la dissolution. Le tournesol, l'orseille, le rouge de naphtaline sont surtout fluorescents dans les solutions étendues. Pour donner un exemple du degré de dilution que l'on peut parfois atteindre, nous dirons que $\frac{1^{mg}}{4\,000\,000}$ de rouge de naphtaline, dissous dans 1 centimètre cube d'alcool, suffit pour donner une fluorescence sensible. Ce corps est, du reste, un des plus fluorescents que l'on connaisse.

L'addition d'un acide, d'un alcali détruit souvent la fluorescence. C'est ce qui arrive pour le rouge de naphtaline. L'ammoniaque détruit la fluorescence de la brésiline; elle change la couleur fluorescente jaune orangé de l'orseille en une teinte blanchâtre; celle de l'extrait de graines de datura, de verte qu'elle était, devient jaune verdâtre. L'ammoniaque favorise la production de la fluorescence de l'azotate de chrysaniline et de la fluorescine; elle est sans action sur la solution de suie.

On retrouverait la même variété dans l'action des acides.

La température semble influer sur la fluorescence. Le verre d'urane perd sa sensibilité à une température élevée; il la recouvre par le refroidissement. La solution aqueuse d'azotate d'urane est moins fluorescente à chaud qu'à froid.

Les phénomènes de fluorescence se rapprochent beaucoup de ceux de phosphorescence, si bien étudiés par M. Edm. Becquerel : aussi ce savant regarde-t-il les deux phénomènes comme identiques. Dans les deux cas, ce sont les rayons ultra-violets qui jouent le rôle de rayons excitateurs. La lumière émise, dans les deux cas, a une réfrangibilité moindre que celle des rayons incidents. Le spectre peut être composé de bandes lumineuses séparées par des minima et même, dans les corps qui sont à la fois fluorescents et phosphorescents (composés d'uranium), M. Becquerel retrouve des spectres identiques, que l'on se serve du phosphoroscope ou que l'on éclaire le corps avec la lumière ultra-violette. Tous ces faits l'ont engagé à supprimer le nom de fluorescence et à considérer les corps que nous appelons fluorescents comme des corps doués d'une phosphorescence de très-courte durée.

Les essais tentés par M. Becquerel, par M. Hagenbach, pour mesurer la durée de la fluorescence des liquides, n'ont abouti à aucun résultat. Tout ce que l'on peut dire, c'est que, si la fluorescence a une durée appréciable, elle est moindre que $\frac{1}{1000}$ de seconde.

Il n'existe pas de théorie qui explique toutes les particularités de la fluorescence.

M. Eisenlohr y voit l'analogue des sons de combinaison. De même que deux ondes sonores, de longueurs différentes, peuvent, en interférant, donner un son plus grave que chacun des sons générateurs, des groupes voisins de rayons violets ou ultra-violets pourraient interférer et donner des rayons moins réfrangibles. Cette interférence est-elle possible, et qu'est-ce qui la détermine dans ce cas ?

M. Stokes admet que les rayons excitateurs mettent en vibration les molécules mêmes des corps ; celles-ci vibrent plus lentement que les rayons et communiquent leurs vibrations à l'éther.

Dans les communications de mouvement que nous présente l'acoustique, nous voyons, en général, que le mouvement communiqué a la même période que le mouvement excitateur ; dans les phénomènes de fluorescence, un mouvement vibratoire pourrait engendrer une infinité de mouvements d'une période différente et plus longue. On pourrait bien trouver quelques cas où un corps sonore, en communiquant les vibrations à un autre corps, y fait

naître un mouvement vibratoire plus lent que le sien. J'ai observé une pareille transformation de mouvement en faisant vibrer une corde ou une verge sous l'influence d'un diapason, et j'ai vérifié ainsi un résultat auquel l'analyse avait conduit Duhamel ([1]).

M. Stokes, dans un essai de théorie qu'il a donné sur la fluorescence, montre que, analytiquement, on peut faire naître, avec un mouvement vibratoire, un mouvement d'une période autre, si l'on admet que les forces élastiques qui tendent à ramener les molécules à leur position d'équilibre dépendent non de la première puissance du déplacement, mais de la seconde ou des puissances supérieures.

Nous ne nous étendrons pas davantage sur ces idées théoriques. La fluorescence rentre dans une série de questions que la science n'a pu encore résoudre, et l'on retrouverait les mêmes difficultés si l'on voulait expliquer l'action chimique de la lumière, la phosphorescence, la production de la lumière dans un corps fortement chauffé, etc.

Nous donnons une liste des substances fluorescentes qu'on a le mieux étudiées.

Afin de mieux faire juger de l'étendue des spectres fluorescents et de fluorescence, nous avons emprunté à Hagenbach les nombres qu'il donne pour la limite sensible de ces spectres, en négligeant parfois des traces de fluorescence qui prolongent certains spectres au delà des limites indiquées.

L'échelle qu'il emploie étant arbitraire, nous donnons les nombres qui se rapportent aux principales raies du spectre.

A	0	E	309
a	34	F	420
B	64	G	637
C	96	H_1	831
D	188	H_2	858

U. V. indique l'ultra-violet.

([1]) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXV.

NOM DU CORPS.	COULEUR de la lumière fluorescente.	SPECTRE FLUORESCENT. Limites.			SPECTRE DE FLUORESCENCE. Limites.		
Solution de laque de morine..	Vert.	390	1200	Continu.	131	493	Continu.
Rouge de naphtaline.........	Jaune.	139	U.V.	3 max.	96	242	Id.
Azotate de chrysaniline.......	Vert clair.	373	1228	Continu.	108	477	Id.
Acide thiomélanique.........	Jaune.	83	1200	Id.	75	514	Id.
Amide d'acide phtalique, s. éthérée....	Bleu.	556	U.V.	Id.	//	//	
Amide d'acide phtalique, alcoolique...	Vert.	550	1274	//	108	600	Id.
Amide d'acide phtalique, solide.......	Jaune.	//	//	//	//	//	
Teinture de quassia..........	Bleu.	309	U.V.	2 max.	94	687	Id.
S. alcoolique de sandaraque...	Vert jaunâtre.	//	//	Continu.	//	//	Id.
Rouge de carthame....... ...	Jaune.	174	1131	2 max.	88	293	Id.
Sulfate de quinine...........	Bleu.	529	1150	Continu.	88	711	2 max.
Solide..................	Un peu fl.	//	//	//	//	//	
Esculine..............	Bleu.	571	1260	Id.	104	678	Id.
Solide.	Peu fl.	//	//	//	//	//	
Fraxine.....................	Bleu verdâtre.	571	1250	Id.	104	617	Id.
Extrait de bois de santal.....	Bleu.	486	1161	Id.	104	555	Id.
Tournesol, s. alcoolique.....	Jaune sale.	153	1260	2 max.	//	//	
Tournesol, aqueuse alcaline.	Jaune verdâtre.	//	//	//	//	//	Id.
Tournesol, éthérée.........	Orange.	//	//	//	//	//	
Teinture de curcuma.........	Vert jaune.	295	1109	Continu.	109	441	Id.
Carmin....................	Jaune.	188	1159	3 max.	88	273	Id.
Orseille, sans ammoniaque..	Jaune orangé.	80	1177	2 max.	//	//	Id.
Orseille, avec ammoniaque..	Blanchâtre.	//	//	Continu.	//	//	Id.
Bisulfantrachinon...........	Bleu foncé.	632	1245	Id.	96	749	Id.
S. alc. de gaïac.............	Bleu violet.	192	1127	2 max.	109	767	3 max.
Fluorescine.	Vert jaunâtre.	309	1239	Continu.	//	//	3 max. peu visible.
Fluoraniline................	Jaune.	188	1128	Id.	//	//	Id.
Brésiline oxydée............	Jaune.	188	1200	2 max.	88	272	3 max.
Solide..................	Jaune rouge.	//	//	//	//	//	
Extrait de suie, ess. de térébenthine.	Vert bleu.	188	1161	5 max.	120	615	5 max.
Extrait de suie, sulfure de carbone..	Vert jaune sale.	//	//	//	//	//	
Verre d'urane..............	Vert jaunâtre.	80	1190	3 max.	117	396	5 H[illegible] 6 Becquer[illegible]
Anthracène ($C^{14}H^{10}$)..........	Bleu violet.	//	//	//	//	//	6 max.
Bichloranthracène...........	Bleu.	712	1139	Continu.	109	808	Id.
Pétrole....................	Bleu.	683	1178	Id.	//	//	Id.
Azotate d'urane.............	Vert jaunâtre.	//	//	//	//	//	8 max.
Chlorophylle...............	Rouge.	63	1071	7 max.	50	//	2 max.
	Vert.	//	//	//	160	360	3 max.

Aux corps précédents on peut ajouter :

Noms des corps.	Couleur de la lumière fluorescente.
Extrait de graines de datura stramonium.....	Vert.
Extrait de graines de peganum harmala......	Bleu.
Amide d'acide tréphtalique................	Bleu.
Sucre de malt........	Jaune vert sale.
Spath fluor.................	Bleu violet.
Chlorophane.............................	Vert.
Phosphorate d'Estramadure................	Jaune.
Verre ordinaire..........................	Vert.
Platinocyanure de barium..................	Jaune verdâtre.
Id. de strontium................	Violet.
Id. de potassium..........	Bleu.
En poussière........................	Jaune.
Un grand nombre de composés d'urane......	Vert ou vert jaunâtre.

On a fait de nombreux travaux sur la chlorophylle depuis que Brewster a reconnu que la dissolution était dichroïque et fluorescente. Hagenbach donne six bandes de forte fluorescence séparées par des parties moins brillantes; elles correspondent à six bandes d'absorption dans le spectre transmis.

Une solution de chlorophylle, préparée depuis longtemps, donne une bande nouvelle entre les raies *b* et F.

La chlorophylle solide qui est dans les feuilles et celle que l'on retire par évaporation de la dissolution ne sont pas fluorescentes et le spectre d'absorption n'est plus le même.

En outre de la fluorescence rouge, il y a une fluorescence verte dont le spectre a peu d'étendue.

Le spectre d'absorption que forme la lumière transmise par les feuilles, et qui, d'après Müller, est continu et s'étend de B à F, a donné à Hagenbach une bande d'absorption caractéristique dans le rouge, et, en outre, cinq bandes peu distinctes. Schönn signale aussi la raie d'absorption dans le rouge. M. Chautard a vu cette raie se dédoubler ou se transformer en deux autres lorsqu'on a fait bouillir la dissolution alcoolique de chlorophylle avec un peu de potasse.

SUR LES ÉTINCELLES ÉLECTRIQUES;

PAR M. A. CAZIN.

J'appelle *étincelles composées* les étincelles à plusieurs branches que l'on aperçoit fréquemment avec la bobine de Ruhmkorff, surtout lorsque les pôles de la bobine communiquent avec les armatures d'une bouteille de Leyde, ou d'une suite de bouteilles disposées en cascade, ou bien, comme dans les expériences récentes de M. Guillemin, avec de grandes surfaces métalliques éloignées l'une de l'autre.

J'ai reconnu que les traits lumineux qui composent le faisceau jaillissent successivement et que leur nombre peut atteindre plusieurs centaines par le simple rapprochement des électrodes.

Voici le principe de la méthode expérimentale que j'ai suivie. L'étincelle éclate au foyer d'une lentille convergente, qui envoie la lumière parallélisée sur le bord d'un disque de carton tournant autour de son centre. Sur ce bord sont découpées des fentes équidistantes dirigées suivant les rayons du disque, et aussi étroites que possible. De l'autre côté du disque est fixé un diaphragme percé d'une ouverture, dont la largeur est égale à la distance des deux fentes du disque mobile, et qui se trouve sur le trajet des rayons envoyés par la lentille à travers les fentes. L'appareil est installé dans une chambre obscure et l'on observe l'ouverture du diaphragme avec une lunette. Lorsqu'une étincelle simple éclate au foyer de la lentille, on ne voit dans la lunette qu'une seule fente du disque tournant. Lorsque l'étincelle est *composée,* on aperçoit la fente mobile, qui passe derrière l'ouverture, dans les diverses positions qu'elle occupe au moment où jaillissent les filets lumineux qui composent l'étincelle. On voit donc plusieurs traits brillants, et leur nombre est celui des étincelles simples qui jaillissent pendant la durée du passage d'une division du disque tournant. L'emploi du diaphragme évite la fatigue que l'œil éprouve, lorsqu'on voit dans le champ de la lunette plusieurs divisions du disque à la fois, et permet de compter plus aisément le nombre des traits brillants.

Pour préciser les conditions dans lesquelles j'ai opéré, je vais décrire complétement une de mes expériences.

Les électrodes sont formées par deux boules de platine de 7 millimètres de diamètre, dont la distance peut être mesurée à l'aide d'une vis micrométrique. Le disque tournant a 22 centimètres de diamètre et porte 48 divisions. Chaque fente a une largeur de $\frac{1}{10}$ de millimètre environ. Le mouvement est produit par une petite machine électromagnétique de Froment, munie d'un compteur de tours.

Le disque faisant en une minute 38,78 tours, la durée du passage d'une fente derrière l'ouverture du diaphragme fixe est

$$\frac{60}{38,70 \times 48} = 0^s,0322.$$

L'étincelle est produite par une bobine de Ruhmkorff de dimension moyenne. Le courant inducteur est réglé de façon que l'étincelle ait, pour sa plus grande longueur, à l'ouverture du circuit inducteur, 15 centimètres.

On met les pôles de la bobine en communication, d'une part avec les boules de décharge, d'autre part avec les armatures extrêmes d'une cascade de trois jarres. Chaque jarre a une armature extérieure de 1240 centimètres carrés environ.

On ferme et l'on ouvre à la main le circuit inducteur, à l'aide d'une tige de fer et d'une couche de mercure qui communiquent respectivement avec les pôles de la pile et avec les armatures du condensateur de la bobine.

Voici les effets observés à l'ouverture du circuit inducteur :

Distances des boules.	
7 mm	pas d'étincelle.
6	un trait brillant.
5	un trait brillant.
4	deux traits.
3	trois traits.
2	cinq à six traits ; l'intervalle des traits extrêmes est le quart d'une division du disque : on en conclut que la durée de la décharge totale est

$$\frac{0,0322}{4} = 0^s,008.$$

Distances des boules.

mm

1,46 une dizaine de traits dans un espace égal au tiers d'une division du disque; durée de la décharge totale

$$\frac{0.0322}{3} = 0^s,011.$$

0,62 nombreux traits dans un espace égal à la moitié d'une division; durée de la décharge totale

$$\frac{0.0322}{2} = 0^s,016.$$

0,21 traits plus nombreux occupant les trois quarts d'une division; durée de la décharge totale

$$\frac{0,0322 \times 3}{4} = 0^s,024.$$

Des effets analogues ont été observés à la fermeture du circuit inducteur, mais seulement lorsque les boules sont plus rapprochées l'une de l'autre. Ainsi :

A la distance $0^{mm},62$, il y avait trois ou quatre traits à la fermeture.
A la distance $0^{mm},21$, il y avait de nombreux traits occupant la moitié d'une division.

Pour évaluer le nombre d'étincelles successives constituant l'étincelle composée, lorsque ce nombre est considérable, j'ai eu recours à l'artifice suivant :

On fait tourner le disque avec une vitesse assez grande pour que la durée du passage d'une fente derrière l'ouverture du diaphragme soit une fraction, assez petite et connue, de la durée de la décharge totale, et l'on compte le nombre de traits vus dans la lunette. Soient n ce nombre et t la durée du passage de la fente, le temps qui s'écoule entre deux étincelles consécutives est en moyenne $\frac{t}{n}$. Si l'on divise par cette quantité la durée de la décharge totale, on aura une valeur approchée du nombre des étincelles simples composant cette décharge.

Exemple de cette détermination : un disque de carton de 96 divisions tourne avec une vitesse de 201 tours par minute. Une division passe ainsi dans le temps

$$\frac{60}{201 \times 96} = 0^s,0031 = t.$$

Les boules étant espacées de $0^{mm},42$, on observe dans la lunette, à l'étincelle d'ouverture, cinq groupes de traits brillants, composés de quatre ou cinq traits chacun, et séparés par des intervalles obscurs. En admettant quatre traits par groupe, on a, au minimum, $n = 20$ étincelles dans le temps

$$t = 0^s,0031;$$

ce qui donne une étincelle par chaque intervalle de temps égal à

$$\frac{t}{n} = 0^s,00015.$$

D'après la première série d'expériences, la durée de la décharge totale est de $0^s,02$ environ.

Le nombre des étincelles simples composant la décharge est donc, au minimum,

$$\frac{0,02}{0,00015} = 133.$$

Quand la distance des boules est inférieure à $0^{mm},42$, le nombre des subdivisions de l'étincelle composée est beaucoup plus grand.

En répétant l'expérience précédente avec un disque de 180 fentes effectuant 33 tours par seconde, j'ai observé jusqu'à six traits brillants dans la largeur d'une division du disque, ce qui conduit à 537 étincelles simples dans l'étincelle composée. La distance des boules était $0^{mm},21$.

On peut conclure de ces expériences que, *lorsque la distance des électrodes décroît, le nombre des étincelles simples qui composent la décharge totale croît graduellement de 1 à plusieurs centaines.*

Les deux premières étincelles sont beaucoup plus espacées que les suivantes, qui m'ont paru se resserrer très-rapidement, en se groupant comme on l'a vu précédemment.

J'ai mesuré très-exactement la durée qui sépare les deux premières étincelles, en réglant la vitesse du disque, de façon que la distance des deux premiers traits fût d'une demi-division. Le disque de 96 divisions donnait cet effet, avec une vitesse de 153 tours par minute. La durée du passage d'une division était donc

$$\frac{60}{153 \times 96} = 0^s,0041,$$

et l'intervalle des deux premières étincelles était

$$\frac{0,0041}{2} = 0^s,0020.$$

L'expérience était très-facile avec des boules écartées de $3^{mm},12$, l'étincelle composée ne contenant que deux étincelles simples; lorsqu'on en avait un plus grand nombre, la distance des deux premiers traits m'a paru rester constante. Quand on avait trois étincelles simples, la distance du deuxième au troisième trait m'a paru être la moitié de celle du premier au deuxième; cette distance était aussi indépendante du nombre des étincelles.

Le nombre des subdivisions de l'étincelle composée augmente, quand on remplace les boules par des pointes; il diminue, au contraire, lorsqu'on augmente le diamètre des boules.

Parmi les circonstances qui influent sur la constitution de l'étincelle, je signalerai encore le mode de réunion de la cascade avec les pôles de la bobine.

Au lieu de réunir, par un conducteur continu, l'armature intérieure extrême de la cascade avec un des pôles de la bobine, comme cela avait lieu dans les expériences précédentes, j'ai laissé entre le conducteur attaché à ce pôle et le bouton de l'armature un certain intervalle, afin de charger par étincelles les bouteilles, comme on le fait avec une machine électrique ordinaire. La cascade se déchargeait d'ailleurs par les boules de platine, comme précédemment.

L'étincelle de charge ayant environ 4 centimètres de longueur, on a fait décroître la distance des boules de décharge de 10 millimètres à $0^{mm},42$ et l'on a vu le nombre des subdivisions de l'étincelle de décharge croître de 1 à 12.

Dans une autre expérience, on a maintenu la distance des boules

égale à $0^{mm},42$ et l'on a fait décroître l'étincelle de charge de 6 à 1 centimètre. Le nombre des subdivisions de la décharge a crû de 1 à 50 environ.

J'ai répété les mêmes expériences en chargeant la cascade par l'étincelle d'une machine électrique ordinaire, et je n'ai observé qu'une étincelle simple à chaque décharge.

Il résulte de là que l'induction joue le principal rôle dans la production des étincelles composées que j'ai observées.

Le phénomène que je viens de décrire est analogue à celui qu'a récemment observé M. Nyland, en étudiant l'effet mécanique de l'étincelle d'induction, lorsqu'elle éclate à travers une feuille de papier en mouvement. Ce savant a compté un grand nombre de trous successifs, qui me paraissent correspondre aux étincelles successives dont je viens de donner la description (*Journal de Physique,* avril 1872; *Archives néerlandaises des Sciences exactes et naturelles,* t. V). Il y a pourtant une différence assez importante. M. Nyland a obtenu le plus grand nombre de trous avec l'étincelle directe de la bobine, sans bouteille de Leyde; quant à moi, je n'ai observé que des étincelles simples dans ces circonstances.

Une étude attentive de toutes ces particularités pourra fournir des données fort utiles à la théorie de l'électricité : je me propose de la poursuivre.

NOTE SUR UN PROCÉDÉ POUR LA DÉTERMINATION DU POINT D'ARRÊT D'UN CONVOI DE DÉPÊCHES DANS LES TUBES PNEUMATIQUES;

PAR M. CH. BONTEMPS,
Directeur des transmissions télégraphiques.

L'Administration des lignes télégraphiques distribue une partie des télégrammes de Paris, au moyen de tubes souterrains dans lesquels circulent des curseurs mus par la pression de l'air.

Jusqu'à présent la détermination du point d'arrêt des curseurs a été faite par l'expérience suivante : on met en communication avec la ligne en dérangement un réservoir renfermant un volume V d'air à la pression H. Le partage s'effectue suivant la loi du mélange des gaz, de telle sorte qu'appelant X le volume de la section de ligne

et H′ la pression finale dans le réservoir (la pression atmosphérique étant supposée de $0^m,76$), on a la relation

$$VH + X \times 0^m,76 = (V + X)H',$$

qui permet de calculer X et, par suite, la distance de l'obstacle.

La précision de cette méthode est subordonnée à l'exactitude avec laquelle sont mesurés le volume V et les pressions H et H′. Dans la pratique, avec les instruments usuels qu'on trouve dans les postes, l'approximation du *millimètre de mercure* dans les lectures de H et H′ est difficile à atteindre. D'autre part, il existe toujours quelques fuites qui faussent les résultats.

Les expériences faites depuis 1866, pour rechercher les dérangements dans les tubes pneumatiques, ont montré que, par l'application du manomètre, il faut en moyenne *trois* fouilles successives pour dégager la ligne. Le nouveau procédé qui va être exposé permet d'atteindre une plus grande approximation dans l'évaluation de la distance. Il reproduit le mode d'observation employé par M. Regnault pour la recherche de la *vitesse de propagation des ondes sonores* dans les tuyaux.

On place à l'extrémité libre du tube une *membrane élastique* AB (*fig.* 1), dont les gonflements alternatifs peuvent être enregistrés sur un cylindre tournant, au moyen de l'électricité. Une onde est produite dans le tuyau par la détonation d'un pistolet placé auprès de la membrane. Cette onde chemine dans le tube à la vitesse de 330 mètres par seconde et vient buter contre l'obstacle: là elle se réfléchit, parcourt le tube en sens inverse et gonfle la membrane. On a ainsi sur le cylindre une *première* marque.

La membrane renvoie l'onde contre l'obstacle qui la réfléchit de nouveau vers la membrane, ce qui permet d'obtenir sur le cylindre une *deuxième* marque.

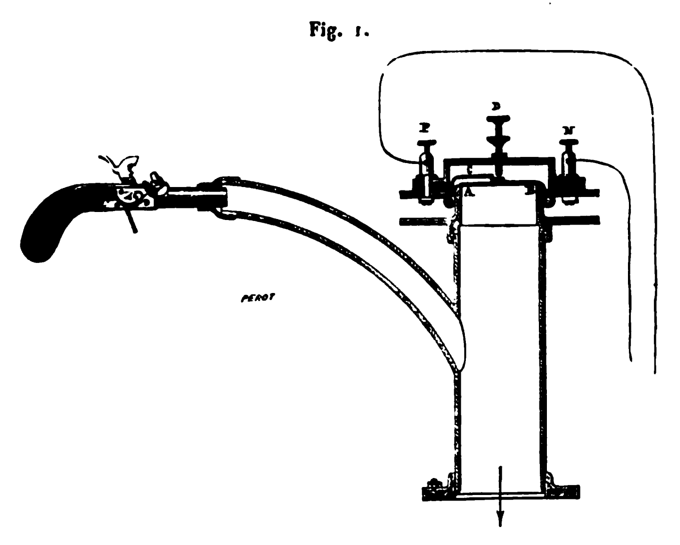
Si l'on réussit à évaluer l'intervalle de temps écoulé entre les apparitions des deux marques, il est aisé de voir qu'on pourra calculer la distance de la membrane à l'obstacle.

Le *chronographe* dont nous nous servons porte trois traceurs actionnés par des électro-aimants.

Le *premier* traceur est placé dans le circuit qui est fermé par les gonflements alternatifs de la membrane.

Le *deuxième* traceur correspond à un régulateur électrique marquant les *secondes* sur le cylindre.

Fig. 1.



AB membrane de caoutchouc. — C ressort métallique très-mince mis en rapport avec la pile par la borne P qui est isolée de toutes les autres pièces métalliques de l'appareil. — D vis qui est en communication avec la pile par le fil attaché à la borne N. — Le courant se ferme lorsque la membrane gonflée pousse le ressort C et le met en contact avec la vis D.

Le *troisième* traceur subdivise l'intervalle de la seconde au moyen des vibrations d'un trembleur électrique.

Voici un exemple (*fig.* 2) d'une détermination pratique :

Fig. 2.



Un obstacle est placé sur la ligne à une distance de 62 mètres.

Le trembleur exécute *trente-trois* oscillations par seconde.

L'intervalle occupé, sur la bande de papier qui recouvre le

cylindre, par deux marques consécutives de la membrane, correspond à douze oscillations.

La distance de l'obstacle se calcule par la formule suivante :

$$D = \frac{1}{2} \times 330 \times \frac{12}{33} = 60 \text{ mètres.}$$

L'approximation est donc de 2 mètres : le dérangement se trouverait relevé au moyen d'*une seule* fouille.

ÉLECTRISATION PAR FROTTEMENT ET FIGURES DE LICHTEMBERG;

PAR M. E. DOULIOT,
Principal du collége de Châtillon-sur-Seine.

Une plaque de caoutchouc durci, quand elle est sèche, s'électrise par le moindre choc, par le frottement d'une feuille de papier, par celui des poils d'un pinceau. C'est ce qu'on peut montrer, même à un nombreux auditoire, au moyen de l'expérience suivante : on prend une plaque de caoutchouc, on la sèche, et on la fait passer au-dessus de la flamme d'une lampe à alcool, pour lui enlever toute trace d'électricité; puis, avec une pointe métallique, un morceau de bois, une estompe ou un pinceau, on dessine ou l'on écrit. Tous les traits ainsi formés restent invisibles, puisque les divers instruments employés n'attaquent pas la surface du caoutchouc, et que, lorsqu'on s'est servi de la pointe métallique, on a eu soin de la promener très-légèrement. Si l'on vient alors à lancer sur cette plaque le mélange connu de soufre et de minium, tous les contours du dessin, toutes les lettres que l'on a tracées retiennent le minium et apparaissent en rouge. La netteté des traits est telle, que les différentes lettres de l'écriture la plus fine se montrent avec la plus grande pureté, et même, si la plume n'a pas sa fente exactement fermée, les deux traits qu'elle forme alors, quoique très-rapprochés, se distinguent parfaitement.

Pour obtenir sur le verre un phénomène semblable, il faut frotter énergiquement la plaque de verre bien sèche avec un petit tampon de laine, et alors, comme on doit s'y attendre, c'est le soufre qui

est retenu, et les traits sont jaunes; mais voici une seconde expérience qui réussit également bien sur le verre et sur le caoutchouc :

On frotte une plaque de caoutchouc avec une peau de chat, puis avec une pointe métallique on écrit sur la plaque ainsi électrisée. Si alors on projette encore le mélange de soufre et de minium, les caractères apparaissent en jaune sur fond rouge. Dans cette seconde expérience, les traits ne sont pas aussi nets que dans la première. Des ramifications naissent de différents points de la figure, et si l'on a écrit un mot, les lettres sont quelquefois réunies par des traits irréguliers. Le verre préalablement électrisé avec un coussin de machine électrique donne des résultats analogues, et les caractères tracés apparaissent en jaune sur fond rouge.

RÉGULATEUR A GAZ;

Par M. E. LEMOINE,
Ancien Élève de l'École Polytechnique.

MM. Champion, Pellet et Grenier ont eu besoin, dans leurs recherches sur l'analyse quantitative de la soude, d'une flamme constante; pour l'obtenir, ils ont emprunté à l'industrie le *rhéomètre* Giroud (¹); nous pensons que, dans bien des cas, cet appareil peut servir aux physiciens et aux chimistes : aussi allons-nous en donner la description.

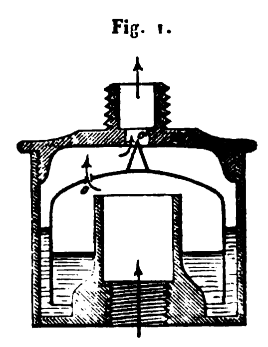
L'appareil, dont la forme extérieure est celle d'un cylindre, de 4 centimètres de diamètre sur $3^c,8$ de haut, est représenté en coupe axiale (*fig.* 1). L'intérieur de ce cylindre est occupé par une cavité cylindro-annulaire, dans laquelle on verse un liquide. Une cloche métallique mince, percée d'un trou *o*, sépare, par le lut liquide employé, l'intérieur de l'appareil en deux parties : l'espace sous la cloche et l'espace autour de la cloche et au-dessus. A la partie supérieure de celle-ci est un petit cône qui, lorsqu'elle se soulève, vient boucher, en tout ou en partie, un diaphragme *o'* placé dans le couvercle de l'appareil. La glycérine, ne se congelant

(¹) *Traité de la Pression*, par H. Giroud (Gauthier-Villars).

qu'à une température de —35 degrés et ne s'évaporant pas sensiblement aux températures atmosphériques, est le liquide généralement employé.

Cela posé, laissons le gaz arriver sous la cloche; s'il a une pression suffisante, il soulève la cloche, passe par o, par o' et vient

Fig. 1.



brûler au bec. Le minimum de pression nécessaire pour que l'appareil fonctionne, minimum déterminé par le poids des cloches, est de 12 à 14 millimètres d'eau.

Soient

p la pression du gaz sous la cloche, pression rapportée à l'unité de surface;

p' la pression du gaz au-dessus de la cloche, pression rapportée à l'unité de surface;

π le poids de cette cloche;

s la section de cette cloche;

puisque la cloche est en équilibre, la somme des forces qui la poussent de bas en haut égale celle des forces qui la poussent de haut en bas; on a donc

$$ps = p's + \pi, \quad \text{d'où} \quad p - p' = \frac{\pi}{s} = \text{const.}$$

La différence des pressions sous la cloche et sur la cloche est donc constante ([1]), et c'est sous cette pression différentielle constante

([1]) On néglige :

1° L'épaisseur de la cloche qui fait que la section sur laquelle agit p n'est pas tout à fait la même que celle sur laquelle agit p';

2° La variation de poussée du liquide suivant la position de la cloche.

que le gaz s'écoule par l'orifice constant o; donc, puisqu'en un point o de *passage* du gaz l'écoulement est constant, il en est de même forcément en tout autre point, et pour cela la cloche prend la position qui laisse passer autour du cône en o' le volume qui passe en o.

Lorsque l'on veut être maître de faire varier le débit de l'appareil, on y ajoute un tuyau sur lequel est extérieurement une clef ou un robinet. Ce tuyau prend le gaz sous la cloche et le ramène au-dessus : il débite donc aussi sous la pression $p - p'$; mais la section d'écoulement, qui varie avec l'ouverture de robinet, laisse varier à volonté le volume qui s'écoule.

SUR UNE EXPÉRIENCE DE MARIOTTE;

PAR M. E. BOUTY.

On connaît l'explication des attractions et des répulsions apparentes que l'on observe entre de petits corps flottant sur un même liquide. L'expérience suivante, indiquée par Mariotte [1], se rattache aux mêmes principes.

On prend deux vases de verre A et B que l'on remplit d'eau, l'un A à moitié, l'autre B complétement, et de telle sorte que l'eau forme au-dessus du bord une surface convexe.

On voit alors les bulles d'air qui peuvent se trouver sur le liquide se coller au bord dans le vase A, et garder le milieu dans le vase B. De petites balles de verre creuses, et en général tous les petits corps flottants mouillés par l'eau, se comportent de la même manière; tandis que de petites boules de cire d'Espagne, ou de toute autre substance non mouillée, se disposent d'une manière inverse; elles se placent au milieu, dans le vase A, et semblent fuir les bords, tandis qu'elles s'y précipitent dès qu'on les dépose sur la surface de B.

On se rendra un compte exact de ces effets contraires en remarquant que la forme de la surface du liquide est concave contre la

(1) *Traité du mouvement des eaux et des autres corps fluides*, par Mariotte; Paris, 1700.

paroi de A, comme au contact des corps flottants mouillés; convexe contre la paroi de B, comme au contact des corps non mouillés. Il y a attraction entre le corps flottant et la paroi, dans tous les cas où les deux portions du ménisque liquide qui les sépare ont des courbures de même sens, et répulsion dans le cas contraire, ainsi que cela a lieu pour deux lames plongeant dans le même liquide et pour les mêmes raisons.

R. CLAUSIUS. — Sur une quantité analogue au potentiel et sur un théorème y relatif; *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXX, p. 1314; 1870.

YVON VILLARCEAU. — Sur un nouveau théorème de Mécanique générale; *Ibid.*, t. LXXV, p. 232-237; 1872.

1. Théorème. — *Si l'on désigne par x, y, z les coordonnées d'un point mobile, par* X, Y, Z *les composantes suivant les axes de la force qui lui est appliquée, par ρ sa distance à un point arbitraire pris pour origine, et par $\frac{mv^2}{2}$ sa force vive, on a la relation*

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{m}{4}\frac{d^2(\rho^2)}{dt^2} - \frac{1}{2}(xX + yY + zZ). \tag{1}$$

En effet, en multipliant par x les deux membres de l'équation $m\frac{d^2x}{dt^2} = X$, et observant que l'on a identiquement

$$x\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1}{2}\frac{d^2(x^2)}{dt^2} - \left(\frac{dx}{dt}\right)^2,$$

il vient

$$m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = \frac{m}{2}\frac{d^2(x^2)}{dt^2} - xX.$$

En ajoutant membre à membre cette équation avec les analogues auxquelles donnent lieu les mouvements projetés sur Oy et Oz, on obtient l'équation (1).

2. *Viriel d'un système.* — Considérons un système de points matériels. En ajoutant les équations (1), relatives à tous les points

du système, on obtient la relation

$$(2) \qquad \sum \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{4}\frac{d^2\Sigma m\rho^2}{dt^2} - \frac{1}{2}\sum(xX + yY + zZ).$$

L'expression $-\frac{1}{2}\Sigma(xX + yY + zZ)$ est ce que M. Clausius appelle le *viriel* du système.

L'équation (2) établit, entre la force vive et le viriel d'un système, une relation analogue à celle, bien connue, qui existe entre la force vive et le travail total des forces appliquées.

3. *Mouvement stationnaire.* — Supposons que le mouvement du système soit un mouvement *stationnaire,* c'est-à-dire tel que chaque point oscille autour d'une position *moyenne* fixe, il en résulte que la valeur moyenne de la quantité $\Sigma m\rho^2$ est constante et, par suite, d'après l'équation (2), que *la force vive moyenne du système est égale à la valeur moyenne du viriel.*

4. *Viriel intérieur.* — Dans l'application des théorèmes précédents, comme dans celle du théorème des forces vives, il convient de distinguer les forces intérieures des forces extérieures.

Supposons que l'action mutuelle de deux points m et m' du système, dont la distance est r, soit dirigée suivant la droite qui les joint et soit une fonction $\varphi(r)$ de leur distance. Soient x, y, z et x', y', z' les coordonnées de m et m', les composantes de l'action exercée par m' sur m sont

$$X = \varphi(r)\frac{x'-x}{r}, \quad Y = \varphi(r)\frac{y'-y}{r}, \quad Z = \varphi(r)\frac{z'-z}{r},$$

et, de même, les composantes de l'action exercée par m sur m'

$$X' = \varphi(r)\frac{x-x'}{r}, \quad Y' = \varphi(r)\frac{y-y'}{r}, \quad Z' = \varphi(r)\frac{z-z'}{r}.$$

On en déduit

$$xX + yY + zZ + x'X' + y'Y' + z'Z'$$
$$= -\frac{\varphi(r)}{r}[(x'-x)^2 + (y'-y)^2 + (z'-z)^2] = -r\varphi(r);$$

par suite, le *viriel des forces intérieures est égal à* $\frac{1}{2}\Sigma r\varphi(r)$, le Σ

s'étendant à toutes les combinaisons deux à deux des points du système.

5. *Viriel extérieur dans le cas d'une pression normale uniforme.* — Dans le cas où le système est formé, comme les corps naturels, d'un nombre extrêmement grand de points extrêmement rapprochés, il peut arriver que les forces extérieures se réduisent à une pression uniforme p, s'exerçant normalement sur toute sa surface limite. Considérons un point x, y, z de cette surface; un élément ω de surface en ce point supporte la pression $p\omega$, dont les composantes sont

$$-p\omega\cos\alpha, \quad -p\omega\cos\beta, \quad -p\omega\cos\gamma,$$

α, β, γ étant les angles directeurs de la normale extérieure à la surface. Le terme correspondant du viriel est

$$\tfrac{1}{2}p\omega(x\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma)$$

et la somme étendue à la surface entière est $\frac{3}{2}pv$, v étant le volume du corps, puisque l'on a, d'après un théorème connu de Géométrie,

$$\Sigma x\cos\alpha\omega = \Sigma y\cos\beta\omega = \Sigma z\cos\gamma\omega = v.$$

6. Les théorèmes précédents paraissent devoir jouer un rôle important dans l'étude des propriétés des corps considérés comme des systèmes de points matériels. Si l'on considère, par exemple, un gaz comme un système dont le mouvement est stationnaire et dont le viriel intérieur moyen est nul, on voit que la force vive moyenne V devient égale au viriel des forces extérieures. En supposant que celles-ci se réduisent à une pression uniforme p, on a, d'après le n° 5, la relation

$$V = \tfrac{3}{2}pv,$$

qui sert de base à la nouvelle théorie mécanique des gaz.

E. Sarrau.

OGDEN. N. ROOD. — **On the nature and duration of the discharge of a Leyden jar connected with an induction coil (Sur la nature et la durée de la décharge d'une bouteille de Leyde unie avec une bobine d'induction);** ***Dana's and Sillimann's American Journal,*** **3e série, t. IV; octobre et novembre 1872.**

Un inducteur, dont les dimensions sont données ci-dessous, est relié à une bouteille de Leyde; les étincelles illuminent un disque blanc, qui est caché par un disque noir tournant et percé d'une petite fente radiale. Lorsqu'une étincelle jaillit, l'observateur placé à 50 ou 60 centimètres du disque tournant voit un ou plusieurs traits lumineux correspondant à la fente, selon que cette étincelle est simple ou multiple. On a donc le moyen de connaître le nombre des décharges successives qui constituent une étincelle et le temps qui les sépare; voici les résultats obtenus :

Bobines. — Circuit inducteur : 48^{m},8 de fil de cuivre, de 4^{mm},23 de diamètre, faisant 264 tours. Circuit induit : longueur 30 milles anglais, diamètre 0^{mm},21.

Bouteilles. — Une grande (surface de 738 centimètres carrés), une petite (71 centimètres), épaisseur non indiquée.

Résultats. — Distance explosive (sans bouteilles), avec deux Bunsen en tension, 66 millimètres.

Grande bouteille. — 1° Électrodes en laiton (boules de 9 millimètres de diamètre).

Distance 1 millimètre : on a trois ou quatre décharges et une durée totale de 4 à 6 millièmes de seconde.

Distance 2 millimètres, une seule décharge et de même en augmentant la distance jusqu'au maximum 2^{mm},6.

2° Électrodes en platine (fils de 0^{mm},3).

Distance 1 millimètre : de deux à quatre ou cinq décharges; durée totale de 2 à 6 millièmes de seconde.

Distance 2 millimètres : de deux à trois ou quatre décharges; durée totale de 2 à 6 millièmes de seconde.

Distance 3 millimètres : deux décharges; durée totale de 2 à 6 millièmes de seconde.

Distance 4 millimètres : une seule décharge.

Petite bouteille. — 1° Électrodes en laiton.

Distance 1 millimètre : on obtient une étincelle unique, suivie

d'une décharge violette (17 millièmes de seconde), puis 10 à 20 étincelles, durant à peu près 9 millièmes.

Distance 2 millimètres : même résultat ; la décharge violette dure 12 millièmes et la série d'étincelles 5.

Distance 3 millimètres : même résultat ; durée totale de la décharge, 12 millièmes.

Pour les distances plus grandes, le nombre d'étincelles et la durée totale diminuent pour $8^{mm},75$; il n'y a plus que deux étincelles à 1 millième de seconde ; au delà une seule, la distance maxima étant de $10^{mm},75$.

2° Électrodes en fil de platine.

Apparences analogues, la durée de la décharge variant de 7 millièmes de seconde à 2 et le nombre des étincelles qui la constituaient de 10 à 2, lorsque la distance des électrodes variait de 1 à 15 millimètres.

A. Potier.

O.-E. MEYER. — Ueber die innere Reibung der Gase (Sur le frottement intérieur des gaz) ; *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 1 et 203.

Ces deux Mémoires terminent une longue série de recherches sur la constitution des gaz.

Dans le premier de ces deux Mémoires (4e de la série), l'auteur montre, par une série d'expériences suffisamment concordantes, que l'écoulement d'un gaz à travers un long tube capillaire s'effectue très-sensiblement de la même manière que l'écoulement d'un liquide à travers une conduite de très-petit diamètre ; et, par conséquent, que les lois données par Poiseuille [1], pour l'écoulement des liquides dans les tubes capillaires, s'appliquent aux gaz, c'est-à-dire que la vitesse d'écoulement du liquide est proportionnelle à la charge, en raison inverse de la longueur du tube et en raison directe de la quatrième puissance du diamètre.

La loi de Poiseuille permet donc, pour les gaz comme pour les liquides, de calculer théoriquement la vitesse d'écoulement à travers les tubes capillaires. Il y a, toutefois, pour les gaz, une complication analogue à celle que l'on rencontre déjà pour ces corps dans l'étude

(1) *Mémoires des Savants étrangers*, t. IX, p. 433 ; 1846.

de la propagation des vibrations sonores. Les changements de température, relativement considérables, qui accompagnent dans les gaz les variations de pression, amènent, comme l'on sait, dans la vitesse du son une augmentation dont Laplace a, le premier, reconnu la véritable origine, en même temps qu'il a montré comment on devait corriger la formule théorique de la vitesse du son dans les gaz, pour tenir compte de cet élément négligé par Newton.

Mais la question est encore plus compliquée ici. Si l'on ne peut, en effet, supposer que la température du gaz reste constante pendant son trajet dans un long tube capillaire qu'il ne traverse qu'en se détendant, on ne saurait admettre non plus que le phénomène calorifique, qui accompagne la détente, reste localisé dans la masse gazeuse même où se produit la variation de pression; car cette hypothèse, qui ne s'éloigne guère de la vérité quand il s'agit de la propagation d'une onde sonore dans une colonne gazeuse indéfinie, ne saurait convenir au cas actuel où le gaz traverse un tube extrêmement étroit, dont les parois ne peuvent pas être regardées comme dénuées de toute conductibilité calorifique. Tout ce qu'on est donc en droit d'affirmer, c'est que les phénomènes thermiques accompagnant la détente ne peuvent qu'élever la vitesse d'écoulement du gaz dans un tube capillaire, au-dessus de la valeur de la vitesse calculée sans tenir compte de ces phénomènes thermiques. Or cette vitesse est en raison inverse du frottement intérieur du gaz. La valeur du coefficient de frottement intérieur, que l'on déduira de ces expériences, ne pourra donc que se trouver inférieure à la valeur exacte.

Mais ce même coefficient de frottement peut être calculé à l'aide des expériences ayant pour but de déterminer l'influence retardatrice de l'air sur le mouvement d'un pendule matériel et, comme on le voit facilement, les causes d'erreur tendent ici, au contraire, à faire trouver une valeur trop forte de coefficient.

Or la valeur de ce coefficient, déduite des expériences de l'auteur sur l'écoulement de l'air dans un long tube capillaire, est, pour la température zéro,

$$0,000168,$$

et les expériences les plus exactes sur le mouvement d'un pendule dans l'air conduisent à la valeur

$$0,000184.$$

La valeur de ce coefficient peut donc être considérée comme connue avec une exactitude suffisante pour la température de zéro.

Les expériences rapportées dans le premier Mémoire prouvent manifestement que ce coefficient augmente avec la température; mais l'influence de la température ne s'y dégage pas assez nettement des autres causes de variation pour qu'on puisse en conclure aucune loi.

La théorie dynamique des gaz de Bernoulli, telle qu'elle est généralement admise depuis les travaux de Krönig et de Clausius [1], exige que ce coefficient croisse proportionnellement à la racine carrée de la température absolue. C'est ce que l'auteur s'est proposé de vérifier dans une nouvelle série d'expériences faisant l'objet de son second Mémoire. Tous ses soins ont donc tendu ici à démêler l'influence de la température sur la vitesse d'écoulement, et pour cela il s'est attaché à maintenir constantes toutes les autres circonstances du phénomène et, en particulier, la différence de pression aux deux extrémités du tube. Un régulateur automatique de la pression a permis à l'auteur de réaliser très-simplement cette condition. Il a opéré aussi par la méthode plus directe, proposée par Maxwell, pour étudier le frottement intérieur des gaz. L'accord satisfaisant des résultats obtenus par les deux méthodes lui fait regarder comme démontré que le coefficient de frottement varie plus vite que la puissance $\frac{1}{2}$ de la température absolue; l'exposant exact de la puissance paraît compris entre $\frac{1}{2}$ et 1. Si l'on rapproche ce résultat des calculs conduisant à la valeur théorique du coefficient de frottement intérieur, on voit que ce coefficient change avec la température plus vite que la vitesse moyenne des molécules, et, par suite, que le chemin moyen, parcouru par une molécule entre deux chocs successifs, croît avec la température, ce que l'on peut admettre; mais l'accroissement de ce chemin moyen avec la température entraîne la diminution dans les mêmes conditions de la distance des centres de gravité de deux molécules choquantes au moment du choc, et il peut paraître bien extraordinaire que cette distance change avec la température. L'auteur essaye de se tirer de cette difficulté en ad-

[1] E. Verdet, *Théorie mécanique de la Chaleur*, publiée par Prudhon et Violle, t. II.

mettant que chaque molécule, c'est-à-dire chaque système d'atomes, se dilatant quand la température s'élève, les vides entre les atomes isolés s'accroissent par là même, de manière à permettre une pénétration plus profonde des deux molécules et, par suite, un rapprochement plus grand des centres au moment du choc.

L'auteur ne renonce donc pas pour si peu à l'expression théorique du coefficient de frottement, telle que la fournit la théorie dynamique des gaz, et il se sert de cette expression pour calculer la longueur l du chemin moyen parcouru par une molécule entre deux chocs successifs.

Il trouve ainsi

$$l = 0^{mm},000076,$$

valeur qui s'accorde très-bien avec celle déduite par Stefan [1] des recherches de Loschmidt [2] sur la diffusion,

$$l = 0^{mm},000071,$$

et qui ne diffère guère de celle que donne la mesure de l'influence retardatrice de l'air sur le mouvement d'un pendule,

$$l = 0^{mm},000082.$$

Ces nombres sont importants comme marquant, avec ceux déjà donnés par Stefan d'après les expériences de Maxwell, la première tentative d'évaluation numérique des grandeurs introduites dans la science par la théorie dynamique des gaz.

VIOLLE.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXIX. — Juillet 1873.

BERTHELOT. — *Recherches calorimétriques sur l'état des corps dans les dissolutions.* — *Sur l'union des alcools avec les bases* (2e Mémoire), p. 289.

---

(1) *Wiener Sitzungsber.*, t. LXV; 1872.
(2) *Ibid.*, t. LXI et LXII.

BERTHELOT. — *Parallèle entre la formation des sels solides engendrés par les acides picrique, chlorhydrique, azotique, sulfurique, acétique et benzoïque*, p. 328.

J. BOUSSINGAULT. — *Sur la rupture de la pellicule des fruits exposés à une pluie continue. — Endosmose des feuilles et des racines*, p. 360.

C. DECHARME. — *Du mouvement ascendant spontané des liquides dans des espaces très-étroits* (bandelettes de papier spongieux), *comparé au mouvement ascendant des mêmes liquides dans des tubes capillaires*, p. 415.

NORMAN LOCKYER. — *Recherches sur l'analyse spectrale dans ses rapports avec le spectre solaire*, p. 430.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVI. — Juillet 1873.

R. CLAUSIUS. — *Relation entre les quantités caractéristiques qui se présentent dans les mouvements centraux*, p. 1.

J.-D. DANA. — *Quelques résultats de la contraction de la Terre par le refroidissement et discussion sur l'origine des montagnes*, p. 41.

W. FEDDERSEN. — *Sur la thermo-diffusion des gaz*, p. 65.

L. LORENZ. — *Détermination du degré en mesure absolue*, p. 62.

Annales de Poggendorff.

Tome CXLVIII. — N° 4. — Mai 1873.

G. ROSE. — *Action de la chaleur sur le diamant et le graphite*, p. 497.

O.-E. MEYER et F. SPRINGMÜHL. — *Frottement intérieur des gaz* (transpiration des différents gaz), p. 526.

F. RUDORFF. — *Solubilité de mélanges de sels* (fin), p. 555.

W.-C. ROENTGEN. — *Détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques de quelques gaz*, p. 580.

F. ZÖLLNER. — *Des courants électriques produits par les courants d'eau*, p. 640.

A. POTIER. — *Réponse aux observations de M. Quincke*, p. 650.

FR. KASTNER. — *Nouvelles expériences sur les flammes chantantes*, p. 658.

MOUSSON. — *Méthode pour mesurer la dispersion dans les différentes parties du spectre fourni par un prisme ou par un spectroscope*, p. 660.

NOTIONS SOMMAIRES SUR LA DÉVIATION DES BOUSSOLES PAR LE FER DES NAVIRES;

PAR M. E. CASPARI,
Ingénieur hydrographe de la Marine.

On nomme *régulation des compas* l'ensemble des procédés employés pour déterminer et corriger l'influence perturbatrice qu'exerce, sur les boussoles ou compas, le fer qui entre dans la construction et dans le chargement des navires.

L'action de l'aimant terrestre sur une aiguille librement suspendue est telle, que celle-ci prend en chaque lieu une direction fixe : on peut négliger ici les actions à courte ou longue période qui font varier en un même lieu l'intensité et la direction de cette force.

Admettons que, par un procédé quelconque, on ait forcé l'aiguille à se mouvoir horizontalement, l'action perturbatrice du fer du navire se traduit alors :

1° Par une *déviation* de l'aiguille, en dehors du méridien magnétique ;

2° Par une altération en grandeur de la force directrice agissante. Ces effets, comme on l'aperçoit facilement *a priori,* varient dans le cours de l'évolution du navire et dépendent de son orientation.

Pour diriger sa route d'après le compas, il faut donc, ou annuler les déviations, ou pouvoir les connaître à chaque instant pour en tenir compte, comme d'une variation.

Quelques définitions préliminaires de termes marins seront utiles.

Variation. Synonyme de déclinaison de l'aiguille aimantée.

Cap ou *route.* Azimut de l'avant du navire vu de l'arrière.

Rhumb ou *aire de vent.* Divisions de la rose des vents que porte la boussole.

Déviation. Différence entre le cap d'après le compas influencé et le cap magnétique réel.

Tribord. Direction *à droite* d'un observateur regardant de l'arrière à l'avant.

On est convenu de donner le signe + aux déviations et forces vers la droite (est et tribord).

1. *Explication élémentaire des déviations.*— Le fer des navires agit de deux manières sur les compas.

Certaines pièces de fer dur qui sont restées longtemps à la même position pendant la construction du navire, et qui ont subi dans cette position des actions mécaniques, telles que torsions, martelages, etc., acquièrent sous l'influence de la terre un magnétisme persistant ou permanent. C'est ce qui arrive notamment aux navires construits entièrement en fer. Ces navires peuvent être généralement considérés comme des aimants, et la position des pôles dépend de l'orientation du bâtiment pendant la construction.

On a constaté, dans certains cas, qu'en plaçant une boussole en dehors et près du navire, un des pôles de cette boussole est attiré par le navire orienté à un certain cap, et repoussé quand on a fait tourner le navire de 180 degrés. Quelquefois, comme cela est arrivé au *Narval,* cette polarité est assez développée pour déterminer l'orientation du navire en eau calme.

Pour un compas placé à bord on peut assimiler cette action à celle d'un aimant permanent, qui agirait sur la boussole comme une force de direction et d'intensité constantes (ou plutôt comme un couple; mais il n'est nécessaire de considérer que l'une des forces de ce couple).

Lorsque l'orientation du navire est telle qu'un des pôles de cet aimant résultant agisse dans la même direction et le même sens que le pôle terrestre de même nom, l'aiguille n'est pas déviée, mais la force directrice qui agit sur elle est augmentée pour ce cap; elle est diminuée pour le cap diamétralement opposé, et n'y produit encore pas de déviation.

Le navire évoluant, l'azimut du pôle considéré par rapport au méridien magnétique change, et les deux forces de la terre et du navire se composent suivant une résultante intermédiaire qui fait sortir l'aiguille du méridien magnétique. Cette action est maximum quand le navire est à 90 ou 270 degrés du rhumb de déviation nulle: si d'ailleurs elle est positive pour le premier de ces caps, elle sera négative pour le second; autrement dit, elle change de signe en passant par zéro; c'est ce que l'on exprime en lui donnant le nom de *déviation semi-circulaire.*

Le fer doux contenu dans le navire agit sur le compas par le magnétisme passager qu'y développe l'induction de l'aimant terrestre

d'une part, et du fer magnétique du navire d'autre part. Le résultat de cette dernière induction se confond avec l'effet dû au magnétisme permanent dont elle dépend. Quant à l'induction terrestre, elle peut se décomposer en une action verticale et une action horizontale. L'induction verticale est la même à tous les caps du navire; elle produit donc encore une déviation semi-circulaire, qui se distingue de celle due au magnétisme permanent en ce que cette dernière est constante en force aussi bien qu'en direction, tandis que l'induction verticale varie avec la latitude magnétique, s'annule sous l'équateur et change de signe dans l'hémisphère sud.

Quant à la valeur de la *déviation* semi-circulaire, elle varie pour les deux cas, quand le navire se déplace; car pour celle due au fer dur, la force restant constante, sa résultante avec la force horizontale terrestre varie quand cette dernière varie. Pour celle due au fer doux vertical, nous venons de voir qu'elle change même de signe d'un hémisphère à l'autre.

Reste à considérer l'induction *horizontale* du fer doux.

Considérons un barreau transversal de fer doux.

Quand le cap est au nord, ce barreau orienté est-ouest n'est pas magnétique, déviation *nulle*. De même avec le cap au sud.

Avec le cap à l'est, le barreau est aimanté; mais alors il se trouve parallèle au compas, et ne peut agir pour le dévier; il modifie seulement la force directrice. De même pour le cap à l'ouest.

Si, au contraire, le cap est au N.-E., l'extrémité de tribord attirera le pôle nord de l'aiguille et donnera une déviation positive, si le barreau est devant le compas ou à tribord; cette déviation deviendra négative avec le cap au S.-E.

Un raisonnement analogue rendra compte des effets d'une barre longitudinale de fer doux, ainsi que des effets variables résultant des dispositions spéciales de ces barreaux sur les côtés ou à l'avant et à l'arrière du compas. On trouvera ainsi, en résumé, que le magnétisme induit horizontal produit une déviation *quadrantale*, c'est-à-dire maximum aux caps inter-cardinaux, N.-E., S.-E., S.-O. et N.-O., s'annulant et changeant de signe aux quatre caps cardinaux.

Enfin les variations de force directrice qui résultent de cette action du magnétisme induit peuvent réagir indirectement sur la valeur de la déviation semi-circulaire.

On a admis, dans la théorie de la régulation des compas, que les dimensions de la boussole sont négligeables relativement à la distance aux masses de fer les plus voisines. Cette hypothèse est permise, comme l'expérience le prouve, eu égard au degré de précision que comportent les observations à la mer, à deux conditions toutefois :

1° Éviter l'usage des aiguilles trop longues; les compas de relèvement de notre marine ont des aiguilles dont la distance interpolaire ne dépasse guère $0^m,18$;

2° Surtout donner au compas *étalon* une position dans la partie du navire la plus libre de fer que l'on pourra trouver, à 2 mètres *au moins* de toute pièce de fer de quelque importance.

Ce premier aperçu nous permet de prévoir que la déviation *totale* se compose de la superposition ou addition des déviations semi-circulaire et quadrantale.

2. *Détermination expérimentale des déviations.* — On fait tourner le navire et on l'arrête à chacune des positions pour lesquelles on veut avoir la déviation; on mesure directement celle-ci en déterminant séparément le cap au compas et le cap magnétique réel; on peut alors la réduire en tables. On la détermine ordinairement pour 16 ou 32 rhumbs équidistants, on l'étend aux rhumbs intermédiaires par une interpolation graphique (diagramme de Napier). On peut à volonté prendre pour argument le cap au compas, ou le cap magnétique réel. Il est évident que chaque compas placé dans une position différente exige une table spéciale. Ces expériences, fort simples d'ailleurs, n'ont d'intérêt que pour la pratique des marins, et nous n'insisterons pas sur les détails des opérations.

Le navire muni de ces données peut naviguer en toute sûreté en tenant compte des erreurs dont les indications du compas sont entachées.

Néanmoins, la table des déviations ne peut servir que lorsqu'on ne change pas sensiblement de latitude magnétique; car l'induction et la force directrice du globe variant font aussi varier les deux parties de la déviation.

Enfin il y a une dernière restriction très-importante.

Le magnétisme du fer dur, considéré d'abord comme permanent

par M. Airy, s'est montré sujet à varier, comme il résulte des observations du Dr Scoresby. Il diminue assez rapidement pendant les premiers mois qui suivent le lancement ; il peut même arriver que des influences électriques ou les chocs répétés des lames contre la carène par gros temps modifient plus ou moins ce magnétisme : cela tient, en partie, à ce que la force coercitive du fer dur est moindre que celle de l'acier ; aussi a-t-on appliqué plus justement à ce magnétisme le nom de *sous-permanent* (1).

Il résulte de là qu'il y aurait imprudence à se servir d'un compas dont les erreurs seraient trop fortes, en raison de la nature variable de ces erreurs, puisqu'elles varient d'une part avec le temps et d'autre part avec la latitude magnétique. D'ailleurs les grandes déviations indiquent aussi des variations considérables de la force directrice de l'aiguille, suivant les orientations du navire ; à certains caps la diminution de force directrice peut rendre l'aiguille paresseuse.

Ces diverses considérations ont conduit à chercher les moyens de simplifier les méthodes pour obtenir la déviation en cours de navigation, en réduisant et rendant plus faciles les observations, ainsi que de diminuer la valeur absolue des déviations et des variations de la force directrice. On a eu recours à la théorie pour cet objet, et l'on a réussi ainsi, non-seulement à réduire le nombre des observations nécessaires à la construction des tables, mais encore à prévoir l'influence des changements de latitude, et, enfin, à diminuer la grandeur des actions perturbatrices.

3. *Théorie mathématique des déviations.* — Poisson, le premier, partant des principes de la théorie du magnétisme induit, établis par lui (voir *Mémoires de l'Académie des Sciences*, t. VI, VII et XVI et les *Additions à la Connaissance des Temps*, 1841), a montré que les composantes de la force exercée par le fer induit du navire, suivant trois axes coordonnés rectangulaires, situés dans le navire, sont des fonctions linéaires de l'action de la terre, projetée sur les mêmes axes.

---

(1) Pour le magnétisme passager, M. Gaussin a établi que, le fer n'étant pas parfaitement doux, l'action inductrice de la terre ne se produit pas instantanément dans le cours d'une évolution du navire.

En prenant pour origine le centre du compas, pour axe des X une horizontale dirigée vers l'avant, pour axe des Y une horizontale dirigée vers tribord, et pour axe des Z une verticale dirigée vers le nadir, et désignant par

X, Y, Z les composantes de l'action terrestre,

X', Y', Z' celles de la force totale agissant sur le compas (terre et navire),

P, Q, R celles du magnétisme sous-permanent,

on a les équations suivantes :

$$(1)\qquad X' = X + aX + bY + cZ + P,$$

$$(2)\qquad Y' = Y + dX + eY + fZ + Q,$$

$$(3)\qquad Z' = Z + gX + hY + kZ + R,$$

dont les paramètres a, b,..., k ne dépendent que de la quantité et de la disposition du fer doux qui existe à bord.

Ces formules ne sont fondées que sur les hypothèses généralement admises dans la théorie du magnétisme. Elles sont susceptibles d'une interprétation physique. Les neuf termes aX, bY,... peuvent être représentés par autant de barreaux de fer doux, respectivement parallèles aux axes coordonnés correspondants, et ayant des dispositions variables suivant la distribution du fer à bord.

Pour rendre ces formules plus faciles à appliquer dans la pratique, M. Archibald Smith les a transformées, en y introduisant la force horizontale terrestre H, celle du navire et de la terre H', l'inclinaison θ, enfin les routes magnétiques réelle ζ et apparente ζ' du navire, et la différence qui est la déviation $\delta = \zeta - \zeta'$.

Les équations (1) et (2) transformées ainsi ont donné la force vers l'est magnétique :

$$(4)\qquad \left\{\begin{aligned} \frac{H'}{H}\sin\delta = {} & \frac{d-b}{2} + \left(c \tang\theta + \frac{P}{H}\right)\sin\zeta \\ & + \left(f \tang\theta + \frac{Q}{H}\right)\cos\zeta \\ & + \frac{a-e}{2}\sin 2\zeta + \frac{d+b}{2}\cos 2\zeta, \end{aligned}\right.$$

et la force vers le nord :

$$(5)\quad \left\{\begin{aligned}\frac{H'}{H}\cos\delta = 1 &+ \frac{a+e}{2} + \left(c \operatorname{tang}\theta + \frac{P}{H}\right)\cos\zeta \\ &+ \left(f \operatorname{tang}\theta + \frac{Q}{H}\right)\sin\zeta \\ &+ \frac{a-e}{2}\cos 2\zeta - \frac{d+b}{2}\sin 2\zeta.\end{aligned}\right.$$

Si l'on prend H pour unité, ces formules montrent que la force moyenne vers l'est est $\frac{d-b}{2}$, et la force moyenne vers le nord $1+\frac{a+e}{2}\cdot$ On désigne habituellement cette dernière quantité par λ. Elle joue un rôle important dans les formules.

Ces équations, par des transformations faciles, conduisent aux équations suivantes :

$$(6)\quad \operatorname{tang}\delta = \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}\sin\zeta + \mathcal{C}\cos\zeta + \mathcal{D}\sin 2\zeta + \mathcal{E}\cos 2\zeta}{1 + \mathcal{B}\cos\zeta - \mathcal{C}\sin\zeta + \mathcal{D}\cos 2\zeta - \mathcal{E}\sin 2\zeta},$$

$$(7)\ \sin\delta = \mathcal{A}\cos\delta + \mathcal{B}\sin\zeta' + \mathcal{C}\cos\zeta' + \mathcal{D}\sin(2\zeta'+\delta) + \mathcal{E}\cos(2\zeta'+\delta).$$

Cette dernière, pour $\delta < 20$ degrés, peut s'écrire, avec une approximation suffisante,

$$(8)\qquad \delta = A + \underbrace{B\sin\zeta' + C\cos\zeta'}_{\substack{\text{Déviation}\\ \text{semi-circulaire.}}} + \underbrace{D\sin 2\zeta' + E\cos 2\zeta'}_{\substack{\text{Déviation}\\ \text{quadrantale.}}},$$

dont les coefficients sont approximativement proportionnels à ceux des équations (6) et (7); A, B et C sont à peu près les arcs dont les sinus sont $\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$.

Ces derniers ont pour valeurs, en fonction des coefficients de Poisson,

$$\mathcal{A} = \frac{1}{\lambda}\,\frac{d-b}{2},\quad \mathcal{D} = \frac{1}{\lambda}\,\frac{a-e}{2},\quad \mathcal{E} = \frac{1}{\lambda}\,\frac{d+b}{2},$$

$$\mathcal{B} = \frac{1}{\lambda}\left(c \operatorname{tang}\theta + \frac{P}{H}\right),\quad \mathcal{C} = \frac{1}{\lambda}\left(f \operatorname{tang}\theta + \frac{Q}{H}\right).$$

Les coefficients $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ de la déviation semi-circulaire comprennent deux termes, le premier dépendant de l'induction verticale du

fer doux, le second du magnétisme permanent. Ils sont sujets à varier avec le temps, par suite de l'altération du magnétisme permanent, et avec la position géographique représentée par H et θ. Ils ont donc besoin d'être fréquemment déterminés.

$\mathfrak{D}$ est le principal coefficient de la déviation quadrantale. L'expérience le montre presque toujours positif. Dans ce cas, on peut le diminuer par une ou deux tiges de fer doux, disposées en travers du navire et à tribord et babord du compas.

Les coefficients $\mathfrak{A}$ et $\mathfrak{E}$, liés intimement entre eux et aux valeurs de d et b, n'acquièrent de valeur sensible que lorsque le fer doux est placé dissymétriquement. $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{E}$ et λ ne varient pas pour le même navire (avec la même position du compas), quelle que soit la position géographique.

Pour un lieu donné, en observant les déviations à un certain nombre de caps, on formera un égal nombre d'équations de condition de la forme (7), ou (8) si les déviations ne dépassent pas 20 degrés. On en déduira les coefficients par la méthode des moindres carrés, qui est d'une application très-facile, quand les observations correspondent à des caps également espacés entre eux.

Les coefficients connus et substitués dans la formule (6) permettent de trouver la déviation à un cap quelconque par le calcul. On peut aussi employer une construction graphique (dygogramme) [1]. En cours de navigation, il suffira de déterminer $\mathfrak{B}$ et $\mathfrak{C}$ en conservant pour $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{E}$, λ, les valeurs initiales. Il suffit, pour cela, de *deux* observations de déviations à *deux* caps cardinaux. On peut

---

(1) On a admis, dans ce qui précède, qu'il n'y avait pas lieu de tenir compte de la composante verticale Z' des actions combinées de la terre et du navire. Cela est vrai quand le navire est droit; mais lorsqu'il est incliné, ou *à la bande*, la symétrie des actions par rapport au plan vertical du compas est dérangée. Quand le fer doux du navire est symétriquement distribué, le principal terme de l'erreur due à une inclinaison i est de la forme $\mathrm{J}i\cos\zeta'$; J dépend de la force verticale et des coefficients de la déviation quadrantale. On peut annuler ce coefficient en plaçant un aimant vertical sous le compas, à une distance que le calcul permet de déterminer *sans faire incliner le navire*. J dépend du lieu où a été construit le navire. Dans les navires construits dans notre hémisphère, la pointe nord de l'aiguille est généralement attirée vers le bas du navire. Quand celui-ci s'incline, cette force produit une composante horizontale qui attire la pointe nord vers le côté élevé, c'est-à-dire au vent. Le fer doux horizontal transversal produit le même effet dans l'hémisphère nord et l'effet inverse dans l'hémisphère sud. La correction par un aimant permanent n'est rigoureusement vraie que pour un lieu déterminé.

même remplacer une des observations de déviation par une observation de force horizontale, obtenue par la méthode des oscillations ou par tout autre procédé.

3. *Correction mécanique des compas.* — On peut donc connaître facilement les déviations ; mais il serait dangereux, comme on l'a vu, de laisser subsister des déviations trop grandes, surtout parce que l'aiguille à certains caps serait trop paresseuse : on a donc dû chercher les moyens de diminuer la grandeur des déviations. Cette question très-controversée s'élucide très-simplement au moyen de la théorie de Poisson et de M. Archibald Smith. C'est à M. Airy que revient l'honneur d'avoir mis la science sur cette voie.

On ne mentionnera que pour mémoire l'idée d'un marin anglais proposant de désaimanter les navires en fer. Cette conception est irréalisable, et d'ailleurs on n'arriverait ainsi à détruire qu'une partie de la déviation semi-circulaire.

La déviation semi-circulaire a pour maximum $\sqrt{\mathfrak{B}^2 + \mathfrak{C}^2}$. Elle peut être représentée par l'action d'un aimant qui, placé est et ouest avec un compas, le dévierait de cette quantité, et qui à bord ferait avec la quille un angle α, tel que $\tang \alpha = \frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{B}}$. Elle sera détruite pour un lieu donné en plaçant parallèlement à la direction α un aimant horizontal, directement opposé à cet aimant fictif et produisant ainsi à cette place une déviation égale et contraire à celle que produit le fer dur du navire. Une fois α calculé, on peut déterminer la distance de l'aimant au compas, au moyen d'expériences faites soit à terre, soit à bord. Ce procédé est employé dans la marine royale anglaise.

Le procédé de M. Airy, pour corriger cette déviation, est plus simple et plus facile. On emploie pour cela deux barreaux aimantés, l'un parallèle, l'autre perpendiculaire à la quille, et horizontaux tous deux. La position des aimants peut se déduire du calcul et d'expériences faites à terre ; il est plus simple de les placer par tâtonnement. Pour cela, le cap étant au nord magnétique, on amène l'aiguille à pointer exactement, en rapprochant ou éloignant un aimant transversal, puis on fixe celui-ci. On met ensuite le cap à l'est magnétique et l'on corrige la déviation à l'aide d'un aimant longitudinal. La correction sera exacte pour le sud et l'ouest.

On peut corriger la déviation quadrantale (généralement moins importante que l'autre) en disposant une ou plusieurs tiges de fer doux horizontal près du compas (*voir* ce qui est relatif au coefficient 𝔇). Cette correction, une fois faite, est bonne pour toutes les latitudes.

Enfin, en parlant de l'erreur due à la bande, nous avons indiqué un mode de correction.

Les modes de correction qui précèdent sont basés sur les formules de Poisson, et l'expérience en a confirmé la valeur. En fait, un opérateur exercé peut arriver à corriger un compas à $\frac{1}{2}$ degré près pour toutes les orientations. Le procédé est donc parfait *pour une latitude donnée;* ce qu'on y ajouterait ne serait qu'une superfétation parfois dangereuse.

Mais, en se reportant aux valeurs de 𝔅 et de ℭ, on verra qu'*un aimant permanent ne saurait corriger l'action variable d'un lieu à un autre du magnétisme induit vertical,* et l'exactitude de la correction est d'autant moindre que le navire se déplace davantage en latitude. Seulement la séparation des indéterminées c, f, P et Q exigerait au mois quatre observations faites en des latitudes différentes, et comme P et Q n'ont pas une constance absolue et dépendent du magnétisme sous-permanent, une tentative, pour corriger c et f avec du fer doux vertical et P et Q avec un aimant, ne pourrait être faite qu'avec une approximation douteuse et au bout d'une très-longue navigation, pendant laquelle on serait resté sans guide. Il est donc préférable de s'en tenir aux résultats que l'expérience a confirmés, en soumettant les compas corrigés à des vérifications aussi fréquentes que l'état du ciel le permettra, au moyen d'observations astronomiques.

Reste la difficulté de faire ces vérifications par ciel nuageux ou brumeux.

Divers essais ont été tentés dans cette voie; en France notamment, M. Raphaël, lieutenant de vaisseau, M. Dubois, professeur d'hydrographie, et, plus récemment, M. le lieutenant de vaisseau Fournier, ont indiqué des méthodes applicables à cet objet. J'ai moi-même donné un procédé (voir *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* 12 mai 1873) dont les principes consistent à remplacer les observations de déviation par des observations de force horizontale. Cette force peut s'évaluer, en eau calme, par la méthode des

oscillations; à la mer elle s'évalue en mesurant la déviation que subit l'aiguille sous l'influence d'un aimant mobile, disposé au-dessus du compas. On en déduit le rapport des valeurs de H′ pour diverses orientations du navire, ou ces valeurs elles-mêmes, en tenant compte d'une constante instrumentale relative à l'aimant perturbateur, et la substitution dans les formules permet de calculer ou de construire $\mathfrak{B}$ et $\mathfrak{C}$, puisque $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{E}$, λ sont des constantes que l'on a pu déterminer au port de départ. Au moyen des constantes, on peut alors retrouver le tableau des déviations.

Le problème de la régulation est donc résolu dans tous les cas de la pratique, et les solutions appuyées sur l'analyse de Poisson sont rigoureuses en théorie.

Il eût été impossible de comprendre, dans le cadre restreint de cette étude, l'historique si intéressant de la science des déviations : c'est à peine si l'on a prononcé le nom de M. Airy, du Dr Scoresby et autres, qui l'ont tant fait progresser.

Nous renvoyons le lecteur aux Mémoires de Poisson, au *Cours de régulation des compas* de M. l'ingénieur hydrographe Darondeau (*Mémorial du génie maritime,* 1863), au *Manuel de l'amirauté anglaise*, par MM. Archibald Smith et Evans (traduction française par M. Collet, Dépôt de la Marine) et aux opuscules de M. Fournier.

MÉTHODES CALORIMÉTRIQUES (1);

PAR M. BERTHELOT.

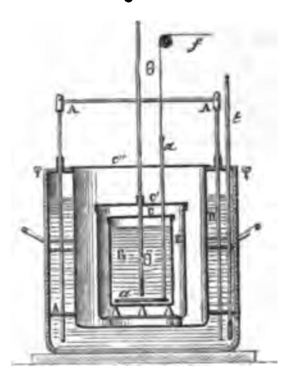
Les appareils dont je me suis servi se composent de trois portions fondamentales : un calorimètre, un thermomètre et une enceinte. Le dessin ci-contre en donnera une idée suffisante (réduction au dixième).

1. *Calorimètre.* — Le calorimètre proprement dit se compose d'un vase de platine en forme de gobelet, pourvu d'un couvercle percé de diverses ouvertures. Le vase employé le plus souvent con-

(1) *Annales de Chimie et de Physique,* 4e série, t. XXIX, p. 94.

tenait 600 centimètres cubes; il pesait $63^{gr},43$; réduit en eau, avec ses accessoires (couvercle, agitateur), il valait $3^{gr},8$. J'ai encore employé des calorimètres de 1 litre, et de 2 litres et quart; ce dernier, réduit en eau, valait $10^{gr},45$. Ces instruments fournissent des mesures d'autant plus exactes qu'ils sont plus grands.

Fig. 1.



G calorimètre de platine.
C son couvercle.
θθ thermomètre calorimétrique.
aa agitateur de platine.
f fil auquel il est suspendu.
E enceinte argentée.
C′ son couvercle.
H double enceinte en fer-blanc, remplie d'eau.
C″ son couvercle.
AA son agitateur.
tt son thermomètre.
φφ enveloppe de feutre épais appliquée sur l'enceinte de fer-blanc.

L'expérience a prouvé que les corrections du refroidissement sont inférieures à un deux centième de degré, c'est-à-dire négligeables pour les calorimètres d'un demi litre et au-dessus et pour toute expérience durant moins de deux minutes et dans laquelle les excès de température demeurent inférieurs à deux degrés. Pour les calorimètres plus petits, la correction devient de plus en plus sensible avec la petitesse.

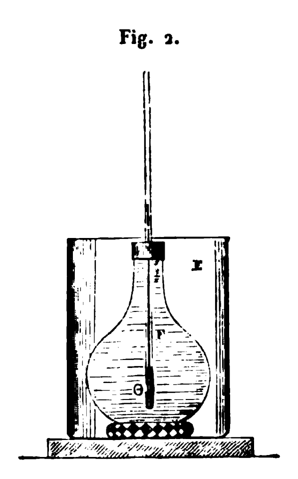
2. *Agitateurs.* — Les agitateurs auxquels je me suis arrêté en dernier lieu sont constitués par un système concentrique de lames

hélicoïdales, non indiquées dans la figure ci-dessus, et auxquelles on communique un mouvement horizontal et circulaire ; le mélange des couches liquides est ainsi effectué d'une manière plus efficace que par tout autre procédé. On évite, en outre, l'évaporation de la portion de l'eau qui serait entraînée au dehors par la tige d'un agitateur vertical.

Dans une expérience de courte durée, on peut agiter l'eau plus simplement à l'aide du thermomètre lui-même, mû vivement à la main.

3. *Vases accessoires.* — Toutes les fois que les réactions ne peuvent pas être effectuées au sein même de l'eau du calorimètre, elles ont lieu dans des vases de forme diverse et appropriée : tels que de petites bouteilles de platine mince, des cylindres du même métal pourvus de tubulures supérieures et munis de serpentins et de boîtes de condensation pour le dégagement des gaz et des vapeurs ; tous ces appareils sont complétement immergés dans le calorimètre, à l'exception des tubulures nécessaires pour l'entrée ou la sortie des gaz. Sans donner le détail de tous ces appareils, nous présenterons seulement la figure d'une fiole de verre destinée aux expériences de mélange entre deux liquides, l'un étant contenu dans le calorimètre, l'autre dans la fiole ci-contre.

Fig. 2.



E enceinte argentée.
F fiole remplie de liquide jusqu'au trait indiqué sur le col.
θ thermomètre.

Dans une expérience de ce genre, on mesure séparément la température des deux liquides ([1]), à l'aide de thermomètres indiquant $\frac{1}{200}$ de degré. On a soin que les deux températures ne s'écartent pas l'une de l'autre de plus de quelques centièmes de degré: précaution capitale pour prévenir toute incertitude sur l'intervention des chaleurs spécifiques des liquides dans le calcul de la température moyenne. Cela fait, on enlève le thermomètre de la fiole, on saisit le col de celle-ci à l'aide d'une pince de bois et l'on en verse vivement le contenu dans le calorimètre, sans l'intermédiaire d'aucun entonnoir, tube ou robinet, lequel modifie toujours la température, comme l'expérience l'a prouvé.

4. *Enceintes.* — Voici comment sont disposées les enceintes mises en œuvre (*voir fig.* 1) et dont le rôle est capital.

Le *calorimètre* est porté sur trois pointes de liége, fixées sur un petit triangle de bois, le tout placé au centre d'un cylindre de cuivre rouge très-mince et plaqué intérieurement d'argent poli, afin de diminuer autant que possible le rayonnement (*première enceinte*). Ce cylindre est muni d'un couvercle du même métal, également plaqué d'argent et pourvu de trous et d'ouvertures qui répondent à ceux du calorimètre.

Le tout est posé sur trois minces rondelles de liége, au centre de l'enceinte d'eau (*seconde enceinte*), laquelle est constituée par un cylindre de fer-blanc à doubles parois, entre lesquelles on loge de 10 à 40 litres d'eau, suivant les dimensions adoptées, lesquelles varient avec la grandeur des calorimètres; le fond est également double et plein d'eau. Un agitateur circulaire permet de remuer cette eau de temps en temps, pour y établir l'équilibre de température. Un couvercle de carton, recouvert complétement avec une feuille d'étain et percé de trous, ferme l'orifice du cylindre de fer-blanc.

Enfin le cylindre est complétement enveloppé par un feutre très-épais.

Au début, on avait cru utile de disposer tantôt du coton, tantôt du duvet de cygne, entre le cylindre de cuivre plaqué et l'enceinte d'eau, conformément aux prescriptions ordinaires; mais, épreuve

---

([1]) Ces thermomètres ont été décrits dans le présent Journal, t. II, p. 18.

faite, cette disposition a paru plus nuisible qu'utile, parce que le coton ou le duvet de cygne entravent le jeu régulier des rayonnements. Ils enlèvent en outre, par contact, beaucoup plus de chaleur au calorimètre, à cause de leur masse, que ne le fait la simple couche d'air comprise entre les deux enceintes. Enfin le coton ou le duvet, échauffé dans une première expérience, cède ensuite de la chaleur, en proportion sensible, au calorimètre dans une expérience consécutive.

En résumé, l'emploi d'une enceinte d'eau, disposée autour du calorimètre, constitue l'une des précautions les plus importantes; c'est par là que l'on peut mettre l'instrument à l'abri des influences variables dues au rayonnement des corps ambiants, et le maintenir dans des conditions aussi constantes que possible, durant tout le cours d'une expérience. Cet artifice offre en outre l'avantage d'éliminer, d'une façon à peu près totale, l'influence exercée par le voisinage de l'opérateur; ce qui rend les manipulations plus faciles. Enfin il permet de supprimer complétement la correction relative au refroidissement ou au réchauffement des vases, toutes les fois que la durée d'une expérience ne surpasse pas quelques minutes, et que les excès de température du calorimètre sur l'enceinte ne sont pas supérieurs à 2 degrés. Dans les cas moins nombreux où la correction subsiste, elle est du moins régularisée et réduite à la plus petite valeur possible.

Ajoutons que l'eau doit être placée dans l'enceinte à doubles parois plusieurs jours à l'avance, l'enceinte se trouvant posée au lieu même qu'elle doit occuper pendant l'expérience, afin que tout le système se mette en équilibre régulier avec le milieu ambiant.

Le tout est disposé dans une grande chambre, aussi bien abritée que possible contre l'action du soleil, et dans laquelle on place également plusieurs jours d'avance toutes les liqueurs, tous les solides, tous les instruments qui doivent jouer un rôle. Ces précautions sont des plus utiles pour la précision des expériences.

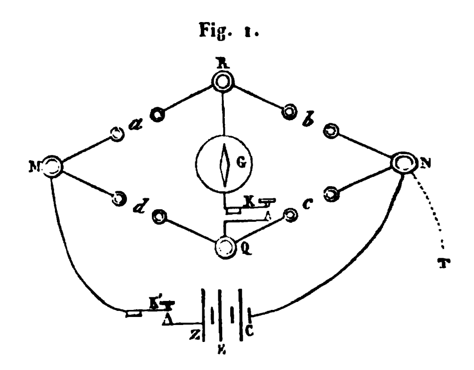
Avec ces appareils et dans les conditions décrites, les expériences calorimétriques peuvent être exécutées rapidement et avec la précision maxima que comporte la calorimétrie. La réalisation en est plus simple que par aucune autre méthode.

DÉTAILS PRATIQUES SUR LA MESURE DES RÉSISTANCES ÉLECTRIQUES;

PAR M. RAYNAUD.

On sait que, si quatre résistances a, b, c, d (*fig.* 1) sont disposées suivant les quatre côtés d'un parallélogramme, dont les diagonales

Fig. 1.



sont occupées, l'une par une pile, l'autre par un galvanomètre, le galvanomètre ne sera pas dévié par le passage du courant, si l'on a, entre les quatre résistances, la relation

$$ac = bd, \quad \text{d'où} \quad c = \frac{d}{a} b.$$

Cette méthode a été imaginée, en 1833, par M. Hunter Christie, de l'Académie militaire de Woolwich, qui présenta un Mémoire à ce sujet à la Société royale de Londres, mais elle ne fut remarquée qu'en 1843, lors de la publication du Mémoire de sir Charles Wheatstone sur la mesure électrique, et, bien que l'illustre physicien anglais eût pris soin d'indiquer la source de cette invention, le nom de pont de Wheatstone est passé dans la pratique.

La méthode est appliqué sous deux formes :

Tantôt la résistance de comparaison, b, est variable et le rapport $\left(\frac{d}{a}\right)$ des résistances est de proportion fixe, ou du moins ne peut avoir que des valeurs déterminées.

Tantôt la résistance de comparaison, b, est fixe et l'on peut établir un rapport quelconque entre les résistances de proportion.

C'est alors le *pont à fil divisé,* décrit à propos du Mémoire de M. Foster, analysé dans ce *Journal* (même tome, p. 53).

La première forme est la plus employée pour les essais télégraphiques; elle a été perfectionnée notamment par M. Werner Siemens, qui a imaginé le rhéostat décimal, dont nous avons parlé ([1]) et qui forme une résistance de comparaison de 1 à 10000 unités.

Les résistances de proportion forment deux rhéostats, comprenant chacun trois bobines égales à 10, 100 et 1000 unités. Leur rapport pourra être pris de diverses manières.

On aura un rapport égal à l'unité, en prenant

$$\frac{10}{10} \quad \text{ou} \quad \frac{100}{100} \quad \text{ou} \quad \frac{1000}{1000};$$

on aura un rapport >1, en prenant

$$\frac{100}{10} \quad \text{ou} \quad \frac{1000}{100} \quad \text{ou} \quad \frac{1000}{10};$$

et enfin on aura un rapport <1, en prenant

$$\frac{10}{100} \quad \text{ou} \quad \frac{100}{1000} \quad \text{ou} \quad \frac{10}{1000}.$$

La résistance de comparaison étant variable de 1 à 10000 et le rapport pouvant être égal à $\frac{1}{100}$, $\frac{1}{10}$, 1, 10 et 100, on pourra mesurer des résistances comprises entre 0,01 et 1000000 unités.

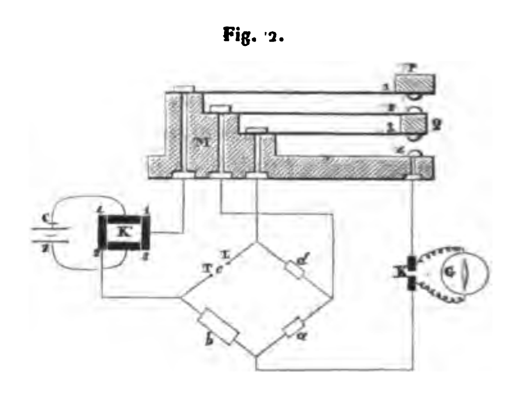
On se rapproche autant que possible de l'égalité des quatre branches du pont, en prenant celui des rapports égaux à l'unité dont les deux termes se rapprochent le plus de la résistance à mesurer. Le galvanomètre employé n'a évidemment pas besoin d'être gradué, il suffit qu'il soit très-sensible. On place un interrupteur K près du galvanomètre, et un autre K′ près de la pile.

Ces interrupteurs servent à ne jamais envoyer le courant que pendant un temps très-court, pour éviter les échauffements, et à ne jamais ouvrir un passage au courant par le galvanomètre qu'après avoir fermé préalablement, pendant un instant, le circuit de la pile, afin d'éviter que les charges et décharges qui se produisent

([1]) Même tome, p. 210.

dans les longs circuits, et surtout dans les câbles, n'agissent violemment sur l'aiguille. Pour être sûr que le circuit de la pile est toujours fermé un instant avant celui du galvanomètre, on a imaginé un manipulateur de forme spéciale, représenté dans la *fig.* 2.

Fig. 2.



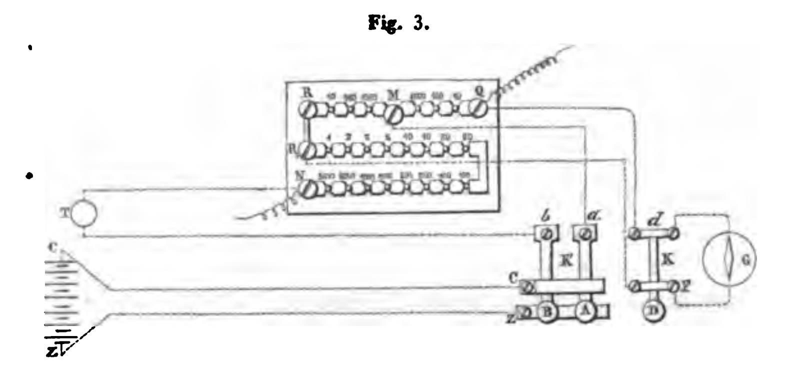
Il est formé de trois ressorts métalliques 1, 2, 3, isolés l'un de l'autre en M, et reliés à trois sommets du pont. Les ressorts 1 et 2 sont dans le circuit de la pile; le ressort 3 et le contact 4 dans celui du galvanomètre. P est un bouton en ébonite; Q un disque de la même substance, isolant le ressort 2 du ressort 3. En pressant le bouton, on établit la communication entre 1 et 2 d'abord, puis entre 3 et 4. K′ est un inverseur de pile formé de quatre lames de cuivre, fixées sur une tablette d'ébonite, entre lesquelles on peut enfoncer des chevilles de contact : ces chevilles sont placées à deux angles opposés, 1 et 2, ou 3 et 4, suivant le sens du courant qu'on veut employer. Les extrémités de la résistance à mesurer sont placées entre L et T. On presse d'abord sur le manipulateur, et on le laisse revenir aussitôt après à sa position de repos; les résistances sont alors réglées d'après les indications de l'aiguille. On abaisse de nouveau le manipulateur pendant un instant très-court, et l'on modifie encore la résistance du rhéostat; on continue ainsi jusqu'à ce qu'on atteigne l'équilibre. Alors on recommence, en maintenant chaque fois le manipulateur un peu plus longtemps abaissé, jusqu'à ce que l'aiguille ne prenne plus aucun mouvement en établissant et interrompant brusquement le contact. On sait, en effet, qu'une série de petites impulsions finissent par imprimer à l'aiguille une

impulsion sensible, alors que le mouvement produit par un simple contact n'aurait pas été perceptible, à la condition que les contacts coïncident avec les moments où l'aiguille oscille dans la direction qu'elle doit prendre sous leur action.

Quand la résistance à mesurer est une ligne télégraphique, dont une extrémité seulement est à la disposition de l'expérimentateur, il place cette extrémité en L, fait mettre l'autre extrémité en communication avec la terre, et met la borne T de son propre appareil en communication avec la terre : le rhéostat b et un des pôles de la pile se trouvent par le fait reliés ainsi à la terre.

Dans ce cas, il peut être souvent utile de mesurer la résistance, soit en employant un courant négatif, soit en employant un courant positif. On se sert généralement, dans ce but, de la double clef, ou manipulateur à inversion de courants K', représenté dans la *fig.* 3.

Fig. 3.



Il se compose de deux ressorts métalliques Aa, Bb, fixés en a et b sur une planchette d'ébonite, et terminés par deux boutons isolants A et B. A l'état de repos, ces deux ressorts pressent contre une lame de cuivre C, placée au-dessus d'eux ; quand on abaisse un des ressorts, il cesse d'être en contact avec C, et presse contre la lame métallique Z placée au-dessous. b étant relié à la terre, a au sommet M du pont, C et Z aux deux pôles cuivre et zinc d'une pile, en abaissant A, on enverra un courant négatif dans le sommet du pont, et, B restant en contact avec C, le pôle cuivre de la pile communiquera avec la terre. En abaissant B et laissant A en contact avec C, ce sera l'inverse.

La *fig.* 3 donne une disposition usuellement employée dans la mesure des résistances télégraphiques. Les communications *volantes* par des fils isolés sont représentées par des lignes ponctuées.

K est l'interrupteur de galvanomètre : c'est un ressort métallique fixé en d sur une tablette d'ébonite, et pressant à l'état de repos contre une lame de cuivre F placée au-dessus de lui. Dans cet état, le ressort Dd établit une dérivation sans résistance entre les deux bornes du galvanomètre, qui se trouve ainsi hors du circuit. En pressant sur le bouton D, on rompt la communication métallique du ressort avec F, et le galvanomètre est introduit dans le circuit.

Toutes les résistances du pont sont renfermées dans une même caisse, qui contient, par suite, les deux rhéostats de proportion (10, 100, 1000), et le rhéostat de comparaison (1 à 10000). Des bornes-vis sont placées aux quatre sommets du pont M, N, Q et R ou R_1, pour recevoir les communications volantes ou fils de secours.

Les communications s'établissent facilement en se rappelant que les résistances de proportion forment toujours deux côtés adjacents du pont (MR, MQ), que la résistance de comparaison forme le troisième côté (RN), la résistance à mesurer le quatrième, et que le galvanomètre doit être toujours *en croix* avec la pile. Si donc les pôles de la pile aboutissent aux sommets opposés M et N, les fils du galvanomètre devront aboutir aux deux autres sommets R et Q. Si une des extrémités de la résistance à mesurer est à la terre, l'autre devra aboutir en Q, et le sommet N et un des pôles de la pile seront reliés à la terre. Si l'on a en main les deux extrémités de cette résistance, on pourra supprimer la terre et relier l'autre extrémité au sommet N.

Mesure de la conductibilité spécifique. — Connaissant la résistance r_t d'un conducteur à la température de $t°$, on peut en déduire sa conductibilité spécifique.

α étant le coefficient moyen d'augmentation de résistance par unité de température, la résistance du conducteur à zéro sera

$$r_0 = \frac{r_t}{1+\alpha t}.$$

C_0 étant sa conductibilité à zéro, l et s ses longueur et section, on a

$$C_0 = \frac{l}{s r_0}.$$

Pour un autre métal à zéro,

$$C'_0 = \frac{l'}{s' r'_0}, \quad \text{d'où} \quad \frac{C_0}{C'_0} = \frac{\frac{l}{s r_0}}{\frac{l'}{s' r'_0}}.$$

Supposons r_0 mesuré en unités Siemens, le métal de comparaison sera le mercure, dont la conductibilité à zéro est prise pour unité, et, si $l' = 1$ mètre, $s' = 1$ millimètre carré, on aura $r'_0 = 1$. Par suite, l étant mesuré en *mètres*, s en *millimètres carrés* et r_0 en unités mercurielles, la conductibilité du métal par rapport au mercure sera

$$C_0 = \frac{l}{s r_0} = \frac{l(1 + \alpha t)}{s r_t}.$$

Pour le cuivre, on prend $\alpha = 0,004$ ou $0,0038$.

Pour n'avoir pas à mesurer la section, on prend le poids p en *grammes* de la longueur l en mètres, et, δ étant la densité, on a s en millimètres carrés par $s = \frac{p}{l\delta}$; d'où

$$C_0 = \frac{l^2 \delta (1 + \alpha t)}{p r_t}.$$

Pour le cuivre, $\delta = 8,89$.

Connaissant la conductibilité à zéro par rapport au mercure du métal pur, on en déduit la conductibilité du métal du conducteur par rapport à celle du métal pur.

Les conducteurs étant généralement cylindriques, on obtiendra leur conductibilité par rapport au cuivre pur, en sachant que :

Une unité Siemens équivaut à 46381 millimètres de fil de cuivre pur de 1 millimètre de diamètre à zéro;

Et une unité britannique (*ohm*), à 48638 millimètres du même fil.

Dans la télégraphie, la détermination la plus usuelle est celle de la conductibilité d'un fil de cuivre donné par rapport à celle du cuivre pur représentée par 100.

Un fil de cuivre pur de 1 mètre de long et pesant 1 gramme a, en *ohms*, une résistance de 0,144 à zéro C.

La résistance d'un fil de cuivre pur de l mètres de long et pesant p grammes sera donc, à zéro,

$$\frac{0,144 \times l^2}{p} \text{ ohms},$$

et, par suite, la conductibilité par rapport au cuivre pur (100) d'un fil de cuivre de l mètres de long, pesant p grammes, et ayant une résistance r_0 en *ohms*, sera

$$\frac{14,4 \times l^2}{p r_0}.$$

SUR UN RÉGULATEUR DE COURANTS ÉLECTRIQUES;

PAR M. MASCART.

Il peut être très-utile, dans les recherches scientifiques et même dans certaines applications industrielles, d'obtenir un courant électrique d'intensité constante malgré les résistances et les forces électromotrices que l'on pourra introduire sur son trajet. C'est un problème qu'on a plusieurs fois résolu d'une manière plus ou moins satisfaisante; je citerai entre autres le régulateur de M. Kohlrausch (1) et le voltastat de M. Guthrie (2). Le baromètre métallique inscripteur de M. Rédier m'a donné l'idée d'une solution nouvelle qui me paraît comporter toute la précision dont on peut avoir besoin dans la pratique.

La partie importante de l'appareil est un mécanisme emprunté au baromètre de M. Rédier. Deux mouvements d'horlogerie indépendants, identiques et de sens contraires, placés dans la boîte H (*fig.* 1), se terminent l'un et l'autre par un petit volant à palettes; une tige métallique, en forme de T, mobile entre les deux volants, peut les laisser échapper l'un ou l'autre ou bien les arrêter tous deux, exactement comme dans le régulateur de Foucault pour la lumière électrique. Ces deux mouvements d'horlogerie commandent séparément deux roues dentées reliées par un rouage satellite. Si l'un des mouvements marche seul, il entraîne le satellite dans un certain sens en le faisant rouler sur la roue restée fixe; l'autre mouvement marchant seul l'entraînerait en sens contraire. L'axe qui porte le satellite peut donc tourner dans deux sens différents et, par un sys-

---

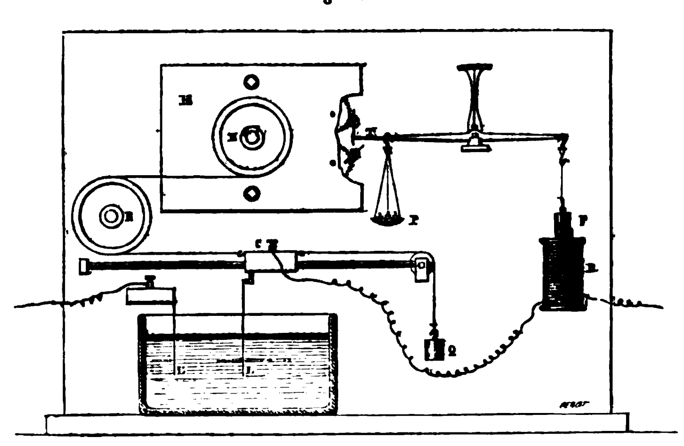
(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XIII, p. 452.

(2) *Ibid.*, t. XV, p. 484.

tème de poulies KK′, de cordes et de contre-poids Q, entraîner d'un côté ou de l'autre un petit chariot qui glisse sur deux règles de fer.

Le déplacement du T, qui laisse échapper les volants, est réglé par le courant électrique. On peut avoir recours pour cela à l'un des nombreux systèmes d'électro-aimants employés en télégraphie;

Fig. 1.



mais ces électro-aimants ont, en général, un effet trop brusque, et l'action des ressorts antagonistes n'est pas facile à déterminer quand on veut obtenir une force constante malgré les changements de distance des pièces mobiles. La balance électromagnétique de M. Becquerel réussit beaucoup mieux dans le cas actuel. A l'une des extrémités d'un fléau de balance on suspend un plateau P, et l'on y adapte le T d'échappement; l'autre extrémité porte soit un aimant F, soit un morceau de fer doux plongeant en partie dans une bobine creuse qui traverse le courant électrique. L'appareil étant réglé pour une certaine intensité du courant, à l'aide de poids placés dans le plateau P, le fléau est horizontal et le T arrête les deux volants. Si pour une cause quelconque l'intensité augmente, le fléau s'incline du côté de l'aimant, le T se relève et dégage le mouvement d'horlogerie inférieur, lequel, par l'intermédiaire du rouage satellite, entraîne le chariot dans un certain sens, à droite par exemple. Ce chariot introduit dans le circuit du courant une résis-

tance croissante qui ramène peu à peu l'intensité à sa valeur primitive ; à ce moment l'équilibre est rétabli, le fléau redevient horizontal et tout s'arrête. Si, au contraire, le courant s'affaiblit, le T s'abaisse, le mouvement d'horlogerie supérieur marche seul, le chariot va vers la gauche et supprime des résistances qui existaient sur le parcours du courant, jusqu'à ce que l'intensité ait encore repris sa valeur primitive.

Quant aux résistances que le mouvement du chariot introduit ou supprime, elles pourront être, dans les différents cas, appropriées à la nature et à l'intensité des courants que l'on veut régulariser. J'ai employé, par exemple, une colonne d'eau légèrement acidulée placée dans un vase de porcelaine rectangulaire. Le courant qui vient de la bobine entre dans le liquide par une lame de platine L que porte le chariot, et sort du liquide par une autre lame de platine fixe L′ pour retourner à la pile ; le rapprochement ou l'écartement des lames diminue ou augmente la résistance. Si l'on voulait éviter la dépense inutile d'électricité que cause la décomposition de l'eau et employer des résistances métalliques, il serait très-facile de faire établir par le chariot des contacts avec des fils ou des bobines de résistances différentes.

J'ajouterai quelques explications au sujet de la balance. On peut craindre d'abord que la pression exercée sur le T par les volants, ou les chocs, que le T reçoit de temps en temps quand il remonte les palettes, ne nuisent à la sensibilité de la balance et n'empêchent l'équilibre. En fait, il n'en est rien. Dans l'appareil qui m'a servi, le fléau appartenait à un petit trébuchet ordinaire, et un excès de poids de moins de 1 centigramme suffisait pour arrêter ou laisser échapper l'un ou l'autre des deux volants.

On a dit aussi, et cette opinion est reproduite dans plusieurs ouvrages de Physique, que la balance électromagnétique par attraction donne lieu à un équilibre instable. Cela est vrai en général pour une position quelconque du barreau attiré, mais il est facile de se placer dans un cas qui donne un équilibre stable. Il est clair que l'attraction est nulle si le milieu du barreau coïncide avec le milieu de la bobine ; l'attraction est encore nulle ou très-faible si le barreau est très-éloigné, et, dans l'intervalle de ces deux positions extrêmes, il y en a une pour laquelle l'attraction est maximum. Dans le voisinage de ce maximum l'action est sensiblement con-

stante, et si, par tâtonnements, on fait pénétrer le barreau dans la bobine jusqu'au point où l'action est maximum, l'appareil sera dans une position d'équilibre stable. Il est bon, d'ailleurs, d'employer un barreau un peu long pour que les variations de force attractive soient très-faibles dans la région du maximum.

Le choix du barreau attiré n'est pas non plus indifférent. Si le courant est faible, il vaut mieux employer un aimant pour augmenter l'attraction; si le courant est plus intense, on prendra du fer doux: l'action est alors sensiblement proportionnelle au carré de l'intensité du courant et la sensibilité est plus grande. Avec l'appareil qui m'a servi, un courant fourni par 8 éléments Daniell produisait sur un barreau de fer doux une attraction de 1 gramme environ et le fléau s'inclinait assez pour dégager l'un des mouvements d'horlogerie quand on faisait varier la charge de 1 centigramme; le courant était donc réglé à moins de $\frac{1}{200}$ près de sa valeur. On pourrait, d'ailleurs, par un choix convenable de la bobine, augmenter l'action pour régler des courants plus faibles. Avec des courants très-intenses, il y aurait sans doute avantage à n'envoyer dans la bobine qu'un courant dérivé, tout en faisant agir le chariot sur le circuit principal.

SUR LES DISTRIBUTIONS FICTIVES D'ÉLECTRICITÉ OU DE MAGNÉTISME QUE L'ON PEUT SUBSTITUER A UN SYSTÈME ÉLECTRIQUE OU MAGNÉTIQUE DONNÉ;

PAR M. E. BOUTY.

1. Concevons, dans l'intérieur d'une surface fermée quelconque S, un certain nombre de masses électriques m_1, m_2,..., m_n placées arbitrairement. On sait, d'après les expériences de Faraday, que, si la surface S était conductrice et en communication avec le sol, la masse m_1 induirait sur cette surface une quantité égale d'électricité de nom contraire $-m_1$. De plus, cette quantité d'électricité s'y distribuerait de façon à annuler l'action de m_1 sur un point quelconque extérieur P. Pour s'en convaincre, il suffit d'imaginer que le point P appartienne à un solide conducteur présentant la cavité S, ce qui ne change rien à la distribution établie : l'équilibre électrique exige que l'action résultante en ce point P soit nulle.

Désignons par $-D_1$ la distribution électrique ainsi déterminée par l'action de m_1 sur la surface S. On peut remplacer la masse m_1 par une distribution égale et de signe contraire $+D_1$, en ce qui concerne l'action de m_1 sur les points extérieurs à S ; car, en ajoutant à la distribution $-D_1$, soit l'action de la masse m_1, soit la distribution $+D_1$, on obtient, en tout point extérieur à S, une résultante nulle.

On pourra de même remplacer $m_2, m_3, \ldots, m_n$ par des distributions déterminées $D_2, D_3, \ldots, D_n$ de quantités égales de fluide de même nom. La superposition de ces n distributions produira une distribution résultante D, dont la densité en chaque point de S s'obtiendra en faisant la somme algébrique des densités de D_1, $D_2, \ldots, D_n$ relatives à ce point et dont la quantité totale sera la somme algébrique $m_1 + m_2 + \ldots + m_n$. Cette distribution fictive pourra remplacer le système des points m, relativement à l'action exercée en tous les points extérieurs à S.

Le théorème, étant indépendant du nombre et de la position des points m dans l'intérieur de S, s'appliquera même à une distribution électrique continue. Il s'applique encore, si l'on suppose quelques-unes des masses m appliquées en des points de la surface S, puisqu'il suffit de comprendre ces dernières dans la distribution fictive, sans leur faire subir aucun déplacement. Enfin, si le système des masses m appartient à un corps solide, rien ne s'oppose à ce qu'on prenne, pour la surface S, la surface même du corps. Ainsi *l'on peut remplacer une masse non conductrice électrisée intérieurement et superficiellement d'une manière continue ou discontinue par une distribution fictive sur la surface extérieure, dont la quantité totale est la somme algébrique des charges positives ou négatives de tous les points du corps.* L'effet produit en un point extérieur quelconque par cette distribution superficielle sera identique à celui que produit la distribution *solide* qu'elle remplace.

2. On peut encore considérer une surface fermée S extérieure au système électrique donné. Un raisonnement analogue au précédent établira que l'on peut substituer à ce système une distribution d'électricité sur la surface S, de telle sorte que cette distribution fictive et le système donné lui-même produisent le même effet sur

tout point intérieur à S. Il convient seulement de remarquer que la quantité totale q de cette distribution ne sera plus égale à la somme algébrique $m_1 + m_2 + \ldots + m_n$. En désignant par $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ des fonctions plus petites que l'unité, dépendant de la position réciproque des points du système et de la surface S, on aura seulement

$$q = \alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \ldots + \alpha_n m_n.$$

D'ailleurs on pourra superposer à la distribution irrégulière de la charge q la distribution d'une charge positive ou négative arbitraire Q, effectuée de telle sorte que cette charge soit d'elle-même en équilibre sur la surface S, puisque cette distribution nouvelle est sans action sur un point intérieur. Il y a donc dans le cas actuel une indétermination qui n'existait pas dans le cas précédent.

Il est impossible, en général, de remplacer un système électrique *solide* A par une distribution électrique opérée sur une surface S, et de telle sorte que cette distribution soit équivalente au système A, à la fois pour les points intérieurs ou extérieurs à S. Soient, en effet, deux points p et p' infiniment voisins l'un de l'autre, mais non d'aucun point du système A, et situés de part et d'autre de la surface S. L'action exercée par A sur ces deux points ne diffère que d'un infiniment petit, tandis que l'action exercée par S diffère d'une quantité finie d'un côté à l'autre de la surface, à moins que la densité électrique ne soit nulle en tous ses points, auquel cas son action sur un point quelconque est nulle. Si le système A se réduit lui-même à une surface, comme dans le cas de la distribution libre de l'électricité sur un conducteur, la surface A jouit de la propriété que nous considérons, mais en jouit seule; on ne saurait lui en substituer une autre.

3. La loi qui régit les actions réciproques des pôles des aimants étant la même que celle des attractions et des répulsions électriques, on peut étendre au magnétisme les résultats acquis pour l'électricité.

Considérons en premier lieu un nombre quelconque d'aimants AB, A'B' réduits à leurs pôles et compris dans une surface S; on pourra remplacer ces aimants par une distribution convenable de fluides imaginaires boréal et austral sur cette surface et, puisque la somme algébrique des masses magnétiques intérieures est nulle, la

masse totale de la distribution superficielle sera nulle aussi, c'est-à-dire comprendra des quantités égales des deux fluides.

L'extension de ce théorème à un aimant *solide* quelconque exige quelques développements. On considère un aimant *solide* comme formé par une distribution de petits aimants dans tout le volume du corps; il convient de ramener d'abord cette distribution à une distribution *solide* de fluides imaginaires, pour rentrer dans les termes où nous étions placés dans le cas de l'électricité.

On parvient aisément à opérer la réduction que nous nous proposons, par la méthode élémentaire suivante, dont nous empruntons le principe à Thomson (¹). Limitons une portion infiniment petite du volume intérieur de l'aimant par trois plans parallèles à trois plans coordonnés. Le fragment magnétique ainsi détaché possède un moment magnétique $\Delta\mu$, et son axe magnétique fait avec les trois axes de coordonnées des angles dont les cosinus sont α, β, γ. On peut lui substituer trois aimants dont les axes magnétiques sont dirigés parallèlement aux axes et dont les moments respectifs sont $\alpha\Delta\mu$, $\beta\Delta\mu$, $\gamma\Delta\mu$. Le même mode de substitution étant appliqué à tous les éléments de volume, on aura remplacé l'aimantation réelle par la superposition de trois systèmes, dans chacun desquels les axes magnétiques de tous les éléments sont rangés en files parallèles. Chaque file est formée de petits aimants placés bout pour bout, de telle sorte que le pôle austral a de chacun d'eux coïncide avec le pôle boréal b du suivant. On peut remplacer ces deux pôles par une masse $a - b$ de fluide imaginaire, de même signe que la différence $a - b$, et ainsi de suite dans toute la file. Il demeurera seulement à chaque extrémité de la file un pôle non employé. Ces pôles extrêmes formeront par leur réunion une distribution superficielle de fluides austral et boréal, tandis que les pôles intermédiaires ont fait place à une distribution *solide* intérieure des mêmes fluides. Il y a lieu de remarquer que, puisque la somme des masses magnétiques de chaque élément primitif est nulle, la somme des masses magnétiques réparties dans l'ensemble des deux distributions superficielle et intérieure que nous venons de créer est aussi nulle.

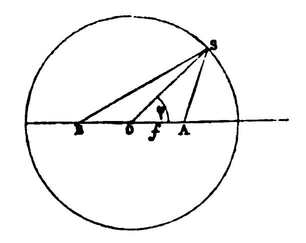
Rien ne s'oppose actuellement à ce que nous appliquions notre

(¹) *Voir* THOMSON, *Papers on Electrostatic and Magnetism.*

théorème général. La surface S sur laquelle nous établirons la distribution superficielle unique, qui remplace l'aimant relativement à son action sur les points extérieurs, peut être amenée à se confondre avec la surface même de l'aimant. Nous aurons ainsi démontré d'une manière très-élémentaire et généralisé le théorème connu de Poisson :

On peut remplacer un aimant au point de vue de son action sur les points extérieurs, par une distribution convenable de quantités égales de fluides boréal et austral sur la surface de l'aimant (¹).

4. Comme exemple de la méthode qui nous a servi dans ce qui précède, prenons pour S une surface sphérique. On démontre que, sur une surface sphérique communiquant avec le sol, l'influence



d'un point électrisé A, intérieur à la sphère et chargé d'une quantité m d'électricité, produit une distribution, dont la quantité totale $-m$ est répartie de telle façon, que la densité électrique, en un point quelconque S, varie en raison inverse du cube de la distance SA.

(¹) On sait qu'à tout problème relatif à la distribution de l'électricité correspond un problème relatif à la propagation de la chaleur (*voir* t. I, p. 145 de ce recueil). Dans le cas de la chaleur, notre théorème s'énoncerait ainsi : *On peut remplacer un système quelconque* A *de sources de chaleur à température constante par une distribution continue de sources de chaleur sur une surface fermée* S *quelconque entourant ce système. Les températures stationnaires produites par le système* A *et la surface* S *en tous les points extérieurs à* S *seront les mêmes.*

On montrerait aisément que le problème inverse de celui que nous venons de résoudre pour l'électricité, le magnétisme ou la chaleur est indéterminé. Il y a une infinité de systèmes intérieurs à une surface S qui porte une distribution donnée capables de remplacer cette surface pour l'action qu'elle exerce sur un point extérieur (ou inversement extérieurs capables de la remplacer pour les points intérieurs).

Désignons par ρ cette densité et soient f la distance OA, a le rayon de la sphère; on a

$$\rho = -m \frac{a^2 - f^2}{4\pi a} \frac{1}{\overline{SA}^3}.$$

D'après cela, la densité électrique D, qu'il faudra supposer en S pour que la distribution créée sur la surface de la sphère puisse remplacer un système électrique ou magnétique intérieur, relativement à l'action exercée sur les points extérieurs à S, s'obtiendra en faisant la somme des quantités analogues à ρ, fournies par les divers points du système et changeant leur signe :

$$(1) \qquad D = \frac{1}{4\pi a} \sum \frac{m(a^2 - f^2)}{\overline{SA}^3}.$$

Proposons-nous, par exemple, de déterminer la distribution magnétique superficielle qu'il faudrait établir sur le globe terrestre, supposé rigoureusement sphérique, pour remplacer un aimant AB, dont le milieu coïnciderait avec le centre de la terre, et dont la longueur $2f$ serait supposée très-petite relativement au rayon terrestre a (ancienne hypothèse de l'aimant terrestre). La formule (1) donne

$$(1\ bis) \qquad D = \frac{1}{4\pi a} m(a^2 - f^2)\left(\frac{1}{\overline{SA}^3} - \frac{1}{\overline{SB}^3}\right);$$

aux points pour lesquels cette formule donnera une quantité D positive, il faudra supposer du fluide imaginaire austral; là où elle donnera une quantité négative, du fluide imaginaire boréal.

Si l'on pose SOA $= \varphi$, l'équation (1 *bis*) prend la forme

$$D = \frac{1}{4\pi a} m(a^2 - f^2)\left[\frac{1}{(f^2 + a^2 - 2af\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{(f^2 + a^2 + 2af\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}}\right],$$

et si l'on développe, en négligeant tous les termes qui contiennent f à une puissance supérieure à la première,

$$D = +\frac{3}{2\pi} \frac{mf}{a^2} \cos\varphi,$$

ou, en remarquant que $2mf$ est le moment M de l'aimant terrestre,

$$D = +\frac{3}{4\pi}\frac{M}{a^3}\cos\varphi. \tag{2}$$

L'épaisseur ainsi trouvée est nulle pour $\varphi = 90$ degrés. La ligne neutre est donc le grand cercle dont le plan est perpendiculaire à AB; sur chaque hémisphère de part et d'autre de ce grand cercle, la distribution est formée de fluide magnétique idéal de même nom que le pôle correspondant de l'aimant AB.

SUR LA RÉFLEXION ET LA RÉFRACTION DU SON;

PAR MM. MACH ET FISCHER.

(Extrait du tome LXVII des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne*; janvier 1873.)

La propagation du son ne se fait pas exactement comme celle de la lumière; dans un espace indéfini, si le corps sonore a de faibles dimensions, il se formera des ondes sphériques; mais il est à peu près impossible d'obtenir, comme par la lumière, un faisceau limité de rayons sonores, ou des portions d'ondes limitées. Cela tient : 1° à ce que, vu la grandeur des longueurs d'onde pour le son, la plupart des ouvertures produisent l'effet des ouvertures très-petites à travers lesquelles passerait la lumière, et qui dispersent le mouvement vibratoire dans tous les sens; 2° à ce que le plus souvent les corps sonores ont des dimensions considérables par rapport aux ouvertures elles-mêmes qui pourraient produire des phénomènes de diffraction; 3° à ce que les obstacles qui se trouvent sur le trajet des ondes propagent les mouvements vibratoires et sont assimilables à des corps plus ou moins transparents. Enfin, le fait que le mouvement vibratoire du son est accompagné de condensations et de dilatations rend au moins douteux que le principe de Huyghens soit applicable rigoureusement et dans tous les cas aux ondes sonores.

Les lois de la réflexion et de la réfraction sont les mêmes pour le son et la lumière, mais les vérifications expérimentales sont presque

toujours négatives; cela dépend de ce qu'on opère presque toujours sur des portions plus ou moins considérables des ondes sonores, et c'est surtout au défaut de propagation rectiligne du son qu'il faut attribuer ces résultats négatifs; en outre, comme le remarquent les auteurs de ce travail, les surfaces réfléchissantes et réfringentes sont toujours très-petites par rapport aux longueurs d'onde. MM. Mach et Fischer ont cherché à vérifier ces lois en employant des sons très-intenses et élevés, et en même temps en produisant la réflexion et la réfraction sur la totalité des ondes sonores, et non sur une portion limitée.

Le son employé était le plus souvent celui que produit l'étincelle électrique d'une bobine d'induction ou d'une machine de Holtz avec addition d'une bouteille de Leyde.

Pour la réflexion ils prenaient deux planches de bois dont les bords étaient réunis par une lame de fer-blanc et qui formaient un miroir cylindrique complet à base elliptique. L'étincelle éclatait à l'un des foyers, et à l'autre on plaçait une lame de verre noircie, recouverte de sable. On y voit se former des cercles concentriques parallèles, comme l'on sait, à la surface des ondes; des bulles de gaz détonant enflammées donnent des figures d'autant plus nettes qu'elles sont plus petites; on peut entendre à l'aide d'un tube de caoutchouc la réflexion du son produit à l'autre foyer par un tuyau sonore; mais la perception du son réfléchi est d'autant plus nette que le son est plus élevé et, par suite, la longueur d'onde plus courte.

On peut également employer des miroirs sphériques de 1 mètre de rayon et 1 mètre d'ouverture, placés à une distance de 6 mètres, mais les résultats sont moins nets; en plaçant une flamme à l'un des foyers, on la voit s'agiter en faisant éclater une bulle de gaz détonant à l'autre foyer. Avec l'oreille, on perçoit la réflexion du son dû à un des cylindres d'acier construits par M. Kœnig pour produire des sons élevés [1], mais on n'entend pas des tuyaux sonores très-graves.

L'étude de la réfraction du son présente encore plus de difficultés, parce que les divers milieux gazeux sont séparés par des membranes, qui doivent elles-mêmes être mises en vibration; il en

[1] La même expérience a toujours réussi de cette façon avec une montre.

résulte évidemment un affaiblissement dans l'intensité des ondes transmises, et cette circonstance exige l'emploi de sons beaucoup plus intenses que pour la réflexion.

MM. Mach et Fischer n'ont obtenu que des résultats négatifs en employant les lentilles de Sondhaus, soit sphériques, soit cylindriques; de même en étudiant la réfraction du son par une surface plane, même en y ajoutant des miroirs cylindriques à bases paraboliques. Ils ont cherché à opérer sur la totalité des ondes sonores, au lieu d'en prendre seulement une portion plus ou moins grande. Pour cela ils se sont appuyés sur le principe suivant, énoncé par Huyghens, comme généralisation des propositions déjà démontrées par Descartes : Si un point lumineux est situé dans un certain milieu, pour que les rayons après leur réfraction viennent converger exactement en un point, il faut que la surface de séparation ait pour équation bipolaire $u = c - nv$, en prenant comme pôles les foyers conjugués, c étant une constante arbitraire, u et v les rayons vecteurs qui représentent les rayons lumineux [1]. Les deux foyers sont situés alors de part et d'autre de la courbe.

Si l'on prend l'équation $u + nv = c$, on a une courbe de forme analogue à celle de l'ellipse, qui enveloppe les deux foyers, et présente la forme d'un ovale. Si l'on place un point lumineux à l'un des foyers, le rayon réfléchi passera par l'autre foyer, à la condition qu'après la réflexion sur la courbe le rayon se meuve dans un milieu dont l'indice est n; car on change, pour passer du cas précédent à celui-ci, n en $-n$, ce qui indique un mouvement réfléchi et réfracté à la fois.

Ils ont construit la courbe $u + \frac{5}{4} v = c$, $\frac{5}{4}$ étant sensiblement l'indice de réfraction du son quand il passe de l'air dans l'acide carbonique. Ils ont découpé trois planches que je désignerai par les n°s 1, 2, 3 suivant cette courbe; la planche 2 était un peu plus petite que les planches 1 et 3. Les contours des planches étant placés dans l'ordre de leur numéro, les unes au-dessus des autres et à une certaine distance, on réunit les planches 2 et 3 (supérieure et intermédiaire) à l'aide d'une membrane, et les contours

(1) On démontre facilement que dans ces courbes analogues à l'hyperbole, si l'on désigne par i et r les angles de la normale avec les rayons vecteurs, on a $\sin i = n \sin r$.

égaux des planches 1 et 3 à l'aide d'une lame de fer-blanc. On laisse rempli d'air l'espace renfermé entre 1 et 2, et l'on remplit d'acide carbonique celui qui est limité par les planches 2 et 3, et par la membrane qui les réunit. L'étincelle électrique éclate au foyer de la courbe dans le compartiment inférieur; les ondes se réfléchissent contre le contour extérieur et une partie pénètre dans le compartiment supérieur par l'intermédiaire de la membrane qui le limite; on obtient, en plaçant au deuxième foyer, dans l'acide carbonique, une lame de verre couverte de sable, une figure formée de cercles concentriques nettement dessinés.

A. Terquem.

MACH. — Optisch-akustische Versuche (Expériences d'acoustique optique).

J'ai exposé dans une Note précédente [1] quelques-unes des expériences de M. Mach. Les dispositions qui ont été indiquées permettent d'observer immobile un corps vibrant à l'octave aiguë de l'interrupteur; mais l'on ne peut montrer à volonté telle ou telle phase de sa vibration. M. Mach obtient ce résultat en montant sur un chariot mobile, au moyen d'une vis, la bonnette qui porte la lentille éclairante et le diaphragme fixe. Celui-ci peut ainsi être déplacé dans une direction perpendiculaire à celle de la fente de l'écran vibrant, et l'on observe à volonté toutes les phases possibles de l'interrupteur ou du diapason qu'il actionne.

On peut aussi attacher à l'une des branches de l'interrupteur un fil convenablement tendu, et observer dans la lumière intermittente la forme du fil vibrant des expériences de Melde. En faisant mouvoir la vis qui porte la bonnette, on verra le fil précédemment immobile exécuter ses oscillations aussi lentement qu'on le voudra.

On obtient un régulateur automatique de l'éclairage intermittent en fixant un disque à fentes perpendiculairement à l'axe de rotation d'une sirène. Si le nombre des fentes du disque optique est égal à celui des trous du plateau de la sirène, celui-ci paraît immobile quand on le regarde à travers les fentes du disque tournant.

Une membrane dont les vibrations sont excitées par le son de la

---

[1] *Journal de Physique*, page 112 de ce tome.

sirène sera vue immobile à travers le disque à fente; mais si l'on déplace l'œil circulairement dans le sens du mouvement du disque à fentes ou en sens inverse, on donne lieu à une différence subjective de phase, et le corps observé paraît osciller lentement. On arrive au même résultat en laissant l'œil immobile, et en faisant tourner la caisse de la sirène à la main, ou en faisant mouvoir le plateau fixe au moyen de la manivelle dont sont munies les sirènes de M. Helmholtz.

L'auteur a pu, par cette méthode, examiner la flamme d'un brûleur de M. König, dont on fait vibrer la membrane sous l'influence du son de la sirène, et observer les apparences décrites par Töpler dans son travail sur l'harmonica chimique.

M. Mach a enfin fait vibrer un tuyau sonore au moyen d'un disque percé de trous, analogue à ceux de la sirène de Seebeck, sur lesquels on lance un courant d'air. Le disque porte, concentriquement à cette rangée de trous, une série de fentes rayonnantes en nombre égal à celui des trous. En le faisant tourner avec une vitesse convenable, le tuyau résonnera, et l'on verra immobiles, en les regardant à travers les fentes, les corps qui vibreront à l'unisson du tuyau. Si l'on partage le tuyau en deux parties égales, au moyen d'une membrane un peu lâche fixée au nœud médian du son fondamental des tuyaux ouverts, on arrête le courant d'air qui traverse le tube sans en altérer le son, et l'on peut très-bien observer, en présentant à l'extrémité ouverte du tube placé horizontalement une petite flamme verticale de gaz, les phénomènes des flammes vibrant transversalement, observées par M. Mach (¹). En regardant cette flamme vibrante à travers les fentes du disque, on la verra immobile dans telle phase que l'on voudra, selon la position que l'on donnera à l'œil sur la circonférence du disque tournant.

M. Mach a aussi observé les vibrations de l'air des tuyaux sonores au moyen de lames liquides obtenues par la méthode de M. Plateau. Un fil de fer, plié en forme de carré de 1 centimètre de côté et plongé dans le liquide glycérique, donne une lame qui, présentée à l'orifice d'un tuyau de 128 vibrations doubles, vibre en totalité. Si la lame est plus grande, on obtient les divisions en ventres et nœuds

(¹) MACH, *Wiener akademischer Anzeiger*, 1870, n° 10; HERVERT, *Pogg. Ann.*, t. XVII, p. 590.

fixes. On peut, en observant ces lames éclairées par une lumière intermittente de période connue, voir les divisions de la lame qui correspondent, soit au son fondamental, soit aux harmoniques, et immobiliser les vibrations partielles ou la vibration fondamentale. selon la valeur de la période d'illumination.

A. CROVA.

R. BÖRNSTEIN. — Zür Theorie von Ruhmkorff's Inductions-Apparat (Théorie de l'appareil d'induction de Ruhmkorff); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVII, p. 481; 1872.

M. Börnstein s'est proposé d'étudier l'appareil de Ruhmkorff en détail et de préciser le rôle de chacune de ses parties : la pile, la bobine inductrice, son noyau de fer doux, la bobine induite, l'interrupteur et enfin le condensateur. Au moyen des formules connues. il calcule l'induction d'une spirale sur une spirale voisine et sur elle-même, puis, au moyen des formules de Neumann [1], le magnétisme excité dans un ellipsoïde de révolution par le passage du courant dans une spirale, et enfin l'induction exercée dans une spirale par l'apparition ou la disparition du magnétisme du fer de cet ellipsoïde. On ne reproduira ici ni les calculs ni même les formules définitives qui n'ont été soumises à aucune vérification expérimentale; les seules conclusions que l'auteur en tire sont les suivantes. L'appareil a une action proportionnelle au nombre de tours des spirales, d'autant plus grande que les milieux des deux bobines sont plus voisins, que leurs longueurs sont moins différentes, et qu'elles sont plus voisines l'une de l'autre, et enfin la forme de cylindres indéfinis est préférable à celle d'un ellipsoïde quelconque pour les éléments du faisceau de fer doux.

Il expose ensuite la théorie du condensateur, comme diminuant l'effet nuisible des extra-courants de la bobine inductrice et montre que le noyau de fer doux doit être formé d'un faisceau de fils, plutôt que d'un cylindre massif, pour diminuer l'effet nuisible des courants induits développés dans le fer; il conseille, dans le cas où l'on accouplerait plusieurs appareils, d'accoupler également les faisceaux de fer doux, en les réunissant par des armatures.

Les expériences sont résumées ci-dessous : on a reproduit exac-

---

[1] J. NEUMANN, *Journal de Crelle*, t. 37, p. 50.

tement les indications relatives aux dimensions de l'appareil d'induction (le poids du marteau n'est pas indiqué), sans lesquelles les nombres obtenus n'auraient aucun sens.

Un petit appareil d'induction était construit comme il suit : la bobine inductrice formée de 2 couches de 100 tours de fil de cuivre de $0^{mm},86$ de diamètre; longueur de la bobine, 88 millimètres; rayon de la couche extérieure, $9^{mm},15$; de l'intérieure, $5^{mm},70$. La bobine induite a 10 couches de 300 tours chacune; diamètre du fil, $0^{mm},37$; longueur de la bobine, $68^{mm},83$; rayons des couches extrêmes, $22^{mm},5$ et 11 millimètres. Sa résistance est 600 unités Siemens. Les couches des bobines sont séparées par du papier stéariné. Le noyau est formé de 150 fils de fer de $0^{mm},51$ de diamètre, formant un faisceau de $9^{mm},1$ de diamètre; sa longueur est de $101^{mm},16$ et son milieu est éloigné de $6^{mm},62$ de celui des spirales, de sorte qu'il fait saillie vers l'interrupteur. Celui-ci est à marteau. La longueur du ressort est de $24^{mm},95$, et la distance du centre de gravité du marteau à la pointe de l'armature frappée, $13^{mm},87$. Le condensateur a 160 millimètres de long et 70 de large; c'est une feuille de papier stéariné recouverte de papier d'étain. L'une des armatures est reliée au marteau, l'autre au noyau. L'intensité du courant est mesurée par une boussole de tangentes, le nombre des interruptions par la hauteur du son produit et une sirène. Les courants induits passaient dans un multiplicateur et dans un électrodynamomètre, avec des dérivations différentes, proportionnées au degré de sensibilité des instruments. Le premier donnait la différence des intensités moyennes des courants; le second, la moyenne des carrés de ces intensités. Dans le tableau ci-dessous, E et E' sont les forces électromotrices qui, dans un circuit de même résistance, produiraient les déviations observées dans le galvanomètre et l'électrodynamomètre. Toutefois les forces électromotrices E' sont le produit des nombres déduits de l'expérience par le rapport $\frac{t}{t'}$ des nombres d'oscillation du marteau, nombres qui, pour une même intensité de l'inducteur, variaient avec les résistances et la nature de l'appareil de mesure interposé dans le circuit induit. J est la déviation de la boussole des tangentes produite par le courant inducteur passant d'une manière permanente; J_0, lorsque l'appareil est en fonction et en relation avec le multiplicateur; J'_0, lorsqu'il est en rela-

tion avec le dynamomètre; w_{n} et w'_{n} les résistances des dérivations ajoutées, dans les deux cas, aux appareils, dont les résistances propres étaient 2438,77 pour le multiplicateur et 2694,53 pour le dynamomètre.

J	t	J_0	w_n	t'	J'_0	w'_n	E	E'
33°,30	110	19,0	2000	118	22°,60	200	0,45	7,42
33,00	100	14,2	1000	102	16,40	»	0,20	8,84
26,15	102	10,5	1500	103	14,00	»	0,35	8,90
18,10	97	11,1	»	98	13,90	»	0,44	8,65
24,40	97	12,5	»	98	14,90	»	0,31	8,86
39,90	102	21,9	1400	103	24,20	»	0,59	8,15
33,90	103	18,5	2000	107	20,70	»	0,55	6,18
29,14	102	15,9	3000	103	19,00	300	0,83	6,26
37,60	100	24,7	1000	102	25,80	151	0,38	6,37
40,40	107	30,9	500	98	31,10	»	0,32	13,40
42,10	98	33,1	»	100	35,00	»	0,48	16,54
43,90	100	30,0	»	98	29,40	»	0,31	15,20
30,90	102	21,9	1500	103	25,00	»	0,69	6,71
33,60	102	22,9	1000	103	26,00	»	0,25	5,84
34,80	102	23,9	700	103	37,10	»	0,35	9,26

Il est très-regrettable que les observations n'aient pu être simultanées, car on ne peut tirer aucune conclusion des valeurs E, E'; de plus, si τ est le temps qui sépare deux contacts de l'interrupteur, on a

$$E = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau e\,dt, \quad E'^2 = \frac{1}{\tau}\int e^2 dt,$$

e désignant la force électromotrice à chaque instant; et, tant qu'on ne connaît pas la loi qui lie les e au t, il paraît impossible de tirer des valeurs de E et E' une évaluation numérique des intensités relatives des courants induits commençants et finissants.

Le fait le plus remarquable est d'ailleurs l'existence de E, qui prouverait que les deux courants ne sont pas de quantité égale. M. Börnstein explique ce fait en remarquant que les deux courants ne sont pas induits dans des circonstances identiques : « Si, dit-il, l'une des sortes de courants induits (les 1er, 3e, 5e) agit seule et plus longtemps pour dévier l'aimant que l'autre sorte (les 2e, 4e, 6e), elle exercera aussi une action plus forte, et l'aimant prendra la même

position que s'il était soumis à des courants alternatifs, dont les intensités seraient dans le rapport des temps pendant lesquels le circuit est ouvert ou fermé. » Il semble préférable de dire que, les courants n'étant ni l'un ni l'autre instantanés, on n'a pas le droit de prendre l'amplitude de l'impulsion de l'aiguille comme mesure de la quantité d'électricité mise en jeu; le courant induit, correspondant à la fermeture du courant inducteur, semble d'ailleurs toujours l'emporter sur le courant d'ouverture.

On remarquera, de plus, que J'_0 et t' sont toujours plus grands que J_0 et t; bien que le procédé de mesure des temps sur la sirène soit assez grossier, ce résultat doit être considéré comme certain. M. Börnstein attribue cet effet non à la différence des résistances du dynamomètre et du galvanomètre, mais à l'influence réciproque des courants induits qui traversent les deux bobines du premier instrument, sur la rapidité de leur propagation.

En dehors de ces expériences, M. Börnstein a constaté que le mouvement de l'interrupteur est d'autant plus rapide que la résistance ajoutée à la spirale induite est plus forte.

Le condensateur que M. Fizeau a ajouté aux appareils d'induction a été aussi l'objet de quelques recherches. L'auteur a vu que cet appareil diminuait la grandeur de l'étincelle de l'interrupteur et augmentait, au contraire, celle qui jaillit entre les deux extrémités de la spirale induite, tandis qu'il était sans action sur la déviation produite dans un dynamomètre; que, en général, l'efficacité du condensateur était d'autant plus sensible que l'extra-courant de l'inducteur était plus fort.

A. Potier.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 23 mai 1873.

M. Jamin résume ses travaux récents sur la distribution du magnétisme et sur la construction des aimants. Il décrit ses appareils de mesure. Il insiste sur la nécessité d'employer, dans la construction des aimants puissants, des lames d'acier assez minces pour que l'action de la trempe se produise dans toutes les épaisseurs. Il montre un aimant qui porte vingt fois son poids, c'est-à-dire 800 kilogrammes.

M. Mercadier fait connaître ensuite un diapason, dont le mouvement est entretenu électriquement avec une parfaite régularité. Il s'en sert pour construire un

chronographe d'une précision supérieure à celle des instruments du même genre employés jusqu'à ce jour.

Séance du 13 *juin* 1873.

M. Salet expose ses recherches sur les spectres multiples des corps simples. Il fait voir les spectres primaires du soufre et de l'iode, que l'on obtient dans des tubes de Geissler, où ne pénètre aucun fil de platine. Il en conclut qu'on ne peut douter de l'existence de deux sortes de spectres, au moins pour le soufre, le brome et l'iode.

M. Cazin présente l'appareil à l'aide duquel il a observé les étincelles multiples que donnent les bobines d'induction.

Séance du 27 *juin* 1873.

M. Mascart communique à la Société : 1° un régulateur de courants électriques ; 2° une modification du thermomètre électrique de Riess ; 3° une application de la machine de Gauss à la mesure des forces électromotrices.

M. Gernez répète diverses expériences sur les lames liquides, en particulier celles de M. Plateau, de M. Dupré et de M. Van der Mensbrugghe. Il fait connaître la composition du liquide qui lui permet d'obtenir les meilleurs résultats.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXIX. — Août 1873.

Berthelot. — *Recherches calorimétriques sur l'état des corps dans les dissolutions. — Recherches sur les acides forts et les acides faibles et sur les sels qu'ils forment avec la potasse, la soude et l'ammoniaque* (3e Mémoire), p. 433.

C. Decharme. — *Du mouvement descendant des liquides, comparé à leur mouvement ascendant spontané dans les tubes capillaires*, p. 564.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVI. — Août 1873.

Henry Morton. — *Relations entre la fluorescence de certains hydrocarbures solides trouvés dans la distillation du pétrole*, p. 89.

Robert Moon. — *Intégration de l'équation qui représente la transmission du son dans l'air suivant une direction*, p. 122.

Henry Rowland. — *De la perméabilité magnétique et du maximum de magnétisme que peuvent prendre le fer, l'acier, le nickel*, p. 140.

Challis. — *Sur les objections faites récemment aux principes reçus de l'hydrodynamique*, p. 159.

Lord Rayleigh. — *Lignes nodales d'une plaque carrée*, p. 166.

SUR UNE MODIFICATION DU THERMOMÈTRE ÉLECTRIQUE;

PAR M. MASCART.

La *fig.* 1, qui représente l'appareil dont je veux parler, dispense d'une longue description. Il se compose d'une hélice en fil fin de platine, suspendue entre deux armatures métalliques, qui ferment un tube de verre. Chacune de ces armatures est munie

Fig. 1.



d'un crochet à boule, pour les décharges d'électricité statique, et d'une pince à fil pour l'étude des courants. L'armature supérieure porte, en outre, une tubulure par laquelle on peut, à l'aide d'un tube de caoutchouc, mettre l'air du thermomètre en communication avec un manomètre, pour observer les changements de pression produits par l'échauffement du fil. C'est, comme on le voit, un thermomètre de Riess, dans lequel on a réduit, autant que possible, la masse d'air, pour obtenir une plus grande sensibilité.

On peut mesurer les variations de pression et, par suite, les quantités de chaleur dégagée, comme on le fait d'habitude, par un manomètre à colonne liquide inclinée, mais il est plus intéressant de forcer l'appareil à inscrire lui-même ses indications. Pour cela, le

thermomètre communique avec un tambour à levier, comme ceux qu'emploie M. Marey dans ses expériences de physiologie. Ce tambour est formé d'une membrane de caoutchouc, tendue sur une capsule en métal; sur la membrane est une plaque métallique qui agit, par une petite tige, sur un levier très-léger et tout près de l'axe de rotation. Les petits déplacements que les variations de pression impriment à la membrane sont communiqués au levier, qui les amplifie et les inscrit sur une feuille de papier enfumé enroulée sur un cylindre et entraînée par un mouvement d'horlogerie.

Pour montrer comment la méthode inscriptive, si employée déjà dans un grand nombre de recherches, peut être appliquée à l'étude des phénomènes électriques, j'ai fait reproduire (*fig.* 2, 3 et 4) aussi exactement que possible, avec leurs détails et leurs imperfections, des courbes obtenues par des décharges de batteries électriques et par des courants continus. Les portions rectilignes indiquent la position du tracelet avant l'expérience, et les courbes traduisent les variations successives de pression dues à l'échauffement du fil.

Fig. 2.

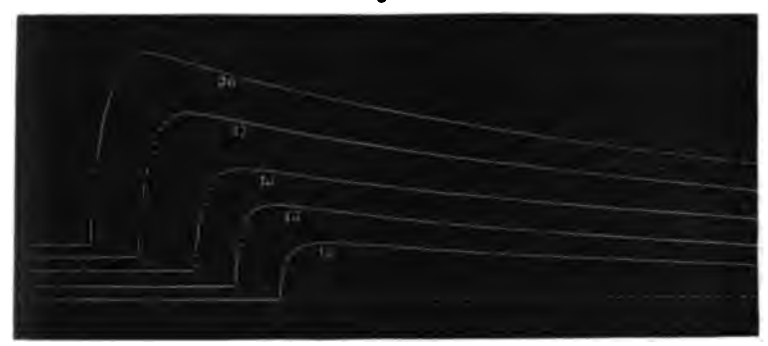


Dans les expériences de la *fig.* 2, on a mis une charge électrique constante sur une batterie formée d'un nombre de bouteilles variable, 2, 3, 4, 5 et 6, comme l'indiquent les numéros des courbes. La *fig.* 3 correspond à des expériences dans lesquelles la batterie était la même et la charge variable; les numéros des courbes indiquent le nombre des étincelles d'une bouteille de Lane, qui servait à mesurer la charge électrique.

On remarquera déjà que l'échauffement de l'air n'est pas instantané; il atteint rapidement son maximum et diminue ensuite régulièrement. L'examen de cette deuxième partie de la courbe permettrait d'étudier la loi du refroidissement.

On voit aussi qu'à charge constante la quantité de chaleur fournie par l'étincelle diminue quand le nombre de bouteilles augmente, et que, pour une même batterie, la chaleur de l'étincelle augmente rapidement avec la charge; mais on peut aller plus loin et vérifier numériquement les lois de Riess.

Fig. 3.



Si la quantité de chaleur dégagée est faible, on peut être assuré, sans faire aucun calcul, que les changements de volume du gaz, les variations de pression et les déplacements du levier seront proportionnels entre eux et proportionnels à la quantité de chaleur fournie par la décharge; il suffira donc de mesurer les ordonnées maxima de ces différentes courbes. On obtient ainsi

Charge constante (*fig.* 2).

NOMBRE des bouteilles.	ORDONNÉE maximum.	PRODUIT.
2	18,5	37,0
3	10,7	32,1
4	8,8	35,2
5	6,5	32,5
6	5,8	34,8

On voit, d'après la troisième colonne, que la quantité de chaleur dégagée est sensiblement en raison inverse du nombre des bouteilles de la batterie.

Charge variable (fig. 3).

NOMBRE d'étincelles n	ORDONNÉE maximum h	$1000 \frac{h}{n^2}$	REFROIDISSEMENT h'	$1000 \frac{h+h'}{n^2}$
11	7,4	60,9	0,5	65,3
13	10,6	60,3	0,8	67,0
15	13,3	59,6	1,1	65,0
17	19,0	66	1,4	70,6
20	25,5	63,7	2	68,7

La troisième colonne de ce tableau montre que la quantité de chaleur est sensiblement proportionnelle au carré de la charge, ce qui doit être.

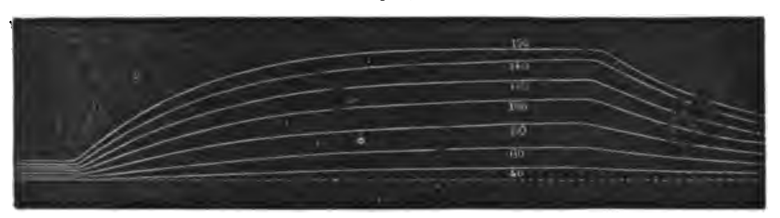
On peut d'ailleurs faire le calcul d'une manière plus complète, en tenant compte des pertes subies par l'appareil, pendant la période d'échauffement. La courbe du refroidissement permet de déterminer, soit par le calcul, soit par une construction graphique, la déperdition qui a eu lieu pendant la période ascendante. En ajoutant cette perte à l'ordonnée maximum, on obtiendra le déplacement qu'aurait fourni l'appareil s'il eût été à l'abri de cette cause d'erreur. La quatrième colonne indique cette perte et les calculs de la cinquième ont été faits avec des nombres ainsi corrigés.

Enfin on peut encore se borner à étudier la courbe de refroidissement. Si la loi de Newton est applicable à l'expérience, cette courbe est une exponentielle et le coefficient angulaire de la tangente au point de départ est proportionnel à la vitesse initiale de refroidissement, c'est-à-dire à l'excès de la température du gaz échauffé sur la température extérieure.

Ce procédé de calcul sera surtout avantageux dans le cas où le thermomètre est maintenu échauffé pendant un temps assez long, comme par le passage d'un courant électrique, parce que les tambours à levier ne sont pas toujours bien fermés et qu'une petite fuite de cet appareil peut diminuer beaucoup l'ordonnée maximum; on reconnaît d'ailleurs les fuites en vérifiant si le levier après refroidissement revient à son point de départ. Je vais encore appliquer ceci à un exemple.

La *fig.* 4 est une *réduction* des courbes obtenues en faisant passer dans le fil du thermomètre le courant fourni par une machine de Gramme marchant avec des vitesses différentes. On tournait la machine à la main, et, au moyen d'un métronome, on arrivait assez aisément à maintenir une marche uniforme; les chiffres

Fig. 4.



inscrits près des courbes indiquent le nombre de tours de la manivelle, par minute. Les courbes montrent que l'échauffement du fil est progressif et qu'il n'arrive à son maximum qu'au bout d'un temps assez long; ce maximum n'a même pas été atteint dans plusieurs expériences, parce que j'ai cherché à donner une idée de la méthode, plutôt qu'à faire des mesures de précision.

La quantité de chaleur dégagée dans le fil du thermomètre est, d'après la loi de Joule, proportionnelle à la résistance du fil et au carré de l'intensité du courant; si l'intensité du courant est proportionnelle à la vitesse de rotation, la quantité de chaleur sera proportionnelle au carré du nombre des tours.

Voici le résultat des mesures faites sur les courbes elles-mêmes :

NOMBRE de tours n	ORDONNÉE maximum h	$1000\frac{h}{n^2}$	$\frac{1}{C}$	$\frac{n^2}{C}$
40	5,3	3,31	20,8	33
60	12,3	3,42	8,83	32
80	20,4	3,20	4,69	30
100	28,7	2,87	3,24	32
120	35,4	2,46	2,47	35,5
140	42	2,14	2,00	39
160	44	1,74	1,77	45

On voit, par les nombres de la troisième colonne, que l'intensité du courant est à peu près proportionnelle à la vitesse, au moins pour les premières expériences. La loi paraît en défaut pour les suivants, mais cela peut tenir, en partie, aux fuites du tambour à levier. En effet, la quatrième colonne rénferme les inverses des coefficients angulaires de la tangente à la courbe de refroidissement, au point de départ, et la cinquième colonne montre que ces coefficients sont assez voisins d'être proportionnels au carré de la vitesse de rotation.

D'ailleurs, les résultats numériques de cette dernière série d'expériences ne sont pas assez certains pour qu'on en puisse déduire avec sécurité la vérification d'une loi. Il y avait diverses causes d'erreur, telles que les fuites du tambour, que je n'ai pas cherché à éliminer complétement. J'ai voulu seulement montrer, par des exemples simples, que la méthode d'inscription peut être appliquée très-facilement à l'étude des phénomènes d'électricité, et que l'examen des courbes, même au point de vue des évaluations numériques, présente des ressources que n'offre pas l'observation directe.

SUR LA THERMODYNAMIQUE DES SYSTÈMES MATÉRIELS;

PAR M. ÉMILE SARRAU.

1. L'objet de cette Note est d'établir théoriquement les lois des phénomènes thermodynamiques qui se produisent dans un système matériel, en supposant :

1° Que les molécules du milieu peuvent être assimilées à des points exerçant les uns sur les autres des actions dirigées suivant leurs distances et fonctions de ces distances ;

2° Que la force vive moyenne d'une molécule est proportionnelle à sa température comptée à partir d'une origine convenablement choisie, c'est-à-dire à sa température absolue.

Dans cette double hypothèse, le théorème qui lie la force vive du système au viriel des forces qui lui sont appliquées établit, comme M. Moutier l'a déjà remarqué ([1]), une relation particulière

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIV, p. 306; 1870.

entre la température, la pression et le volume spécifique. Nous allons montrer qu'il suffit de joindre cette relation à celle qui résulte du principe des forces vives pour en déduire, presque immédiatement, les propriétés que l'on établit habituellement à l'aide du principe de l'équivalence et du théorème de Carnot.

On verra d'ailleurs que ce théorème devient alors une conséquence de la théorie.

2. Considérons un système matériel et supposons, comme on le fait habituellement dans la théorie de la chaleur, que les forces extérieures se réduisent à une pression constante exercée normalement sur sa surface limite. Supposons de plus que le mouvement interne qui constitue l'état thermique soit stationnaire ([1]). La force vive moyenne est alors égale, d'après le théorème précité, à la somme des viriels intérieur et extérieur.

Désignons par

r la distance moyenne de deux points du système;
$\varphi(r)$ la valeur correspondante de leur action mutuelle;
p la pression extérieure;
v le volume du corps;
V la force vive moyenne du système.

On peut, dans une première approximation, réduire à $\frac{1}{2}\Sigma r\varphi(r)$ la valeur moyenne du viriel intérieur; le viriel extérieur est égal à $\frac{3}{2}pv$. On a donc la relation

$$V = \tfrac{1}{2}\Sigma r\varphi(r) + \tfrac{3}{2}pv. \tag{1}$$

Nous appliquerons cette relation en supposant : 1° que le poids du système soit égal à l'unité, de sorte que v représente le volume spécifique, inverse du poids spécifique; 2° que la force vive moléculaire moyenne, ou température absolue, soit la même dans toute l'étendue du système; 3° enfin que l'état moyen actuel du système soit *isotrope*, c'est-à-dire tel, que sa constitution moyenne soit la même en chaque point et dans toutes les directions autour de chaque point.

3. Par suite de ces hypothèses, si l'on désigne par T la tempéra-

([1]) *Journal de Physique*, t. II, p. 264.

ture absolue d'une molécule et par ϖ son poids, sa force vive moyenne, étant par hypothèse proportionnelle à T, pourra être représentée par sT, s étant une constante indépendante de la nature du corps; si, de plus, on désigne par N le nombre des molécules comprises dans l'unité de poids, la force vive moyenne totale sera NsT ou bien $\frac{sT}{\varpi}$, puisque l'on a $N\varpi = 1$. On a donc $V = \frac{sT}{\varpi}$ et, par suite, d'après (1),

$$\frac{sT}{\varpi} = \frac{1}{2}\sum r\varphi(r) + \frac{3}{2}pv. \tag{2}$$

4. Imaginons maintenant que l'on passe de l'état initial correspondant à l'équation (2) à un état infiniment voisin. Le travail intérieur, correspondant à la déformation, a pour valeur moyenne $-\Sigma\varphi(r)\,dr$, et la variation de la force vive moyenne est $\frac{s\,dT}{\varpi}$.

En écrivant que la quantité infiniment petite d'énergie calorifique absorbée par le système est égale à la variation de l'énergie interne augmentée du travail extérieur, on a l'équation

$$E\,dq = \frac{s\,dT}{\varpi} + \sum \varphi(r)\,dr + p\,dv. \tag{3}$$

Dans cette équation, qui n'est que l'expression bien connue du premier principe de la thermodynamique, E est l'équivalent mécanique de la chaleur et dq la quantité de chaleur absorbée dans la transformation.

5. On peut donner une autre forme à l'équation (3), en observant que le milieu primitivement isotrope, déformé sous une pression normale et uniforme, est resté semblable à lui-même. Par suite, l'accroissement relatif $\frac{dr}{r}$ de la distance r de deux points quelconques du système doit avoir une même valeur, égale au tiers de l'accroissement relatif $\frac{dv}{v}$ du volume.

On a donc

$$dr = \frac{1}{3} r \frac{dv}{v} \quad \text{et} \quad \sum \varphi(r)\,dr = \frac{1}{3}\frac{dv}{v}\sum r\varphi(r).$$

Il en résulte qu'en posant

$$\sum r\varphi(r) = 3\lambda v, \quad \text{et} \quad A = \frac{1}{E},$$

les équations (2) et (3) peuvent s'écrire

$$\frac{sT}{\varpi} = \frac{3}{2}(\lambda + p)v, \tag{4}$$

$$dq = \frac{As}{\varpi}\, dT + (\lambda + p)\, dv. \tag{5}$$

A ces équations nous joindrons l'équation différentielle de (4),

$$\frac{s\,dT}{\varpi} = \frac{3}{2}\left(\lambda + v\frac{d\lambda}{dv} + p\right) dv + \frac{3}{2} v\,dp,$$

qui peut s'écrire

$$\frac{s\,dT}{\varpi} = \frac{s\,dv}{\varpi\alpha v} + \frac{3}{2} v\,dp, \tag{6}$$

en désignant par α le coefficient de dilatation cubique sous pression constante, c'est-à-dire la valeur

$$\alpha = \frac{2}{3}\frac{s}{\varpi v\left(p + \lambda + v\dfrac{d\lambda}{dv}\right)},$$

que présente le rapport $\frac{1}{v}\frac{dv}{dT}$, pour $dp = 0$.

6. Remplaçant $\lambda + p$ dans (5) par sa valeur tirée de (4), et éliminant successivement entre (5) et (6) chacune des différentielles dp, dv, dT, on a les trois équations

$$dq = \frac{As}{\varpi}\left(dT + \frac{2T}{3v}\, dv\right), \tag{7}$$

$$dq = \frac{As}{\varpi}\left(1 + \frac{2}{3}\alpha T\right) dT - A\alpha v T\, dp, \tag{8}$$

$$dq = \frac{As}{\varpi\alpha v}\left(1 + \frac{2}{3}\alpha T\right) dv + \frac{3}{2} A v\, dp, \tag{9}$$

qui renferment toutes les lois connues de la transformation des corps.

7. *Chaleurs spécifiques.* — La chaleur spécifique à volume constant est le coefficient de $d\mathrm{T}$ dans l'équation (7); elle a pour expression

$$c = \frac{\mathrm{A}s}{\varpi}, \tag{10}$$

et est, conformément à la loi de Dulong et Petit, inversement proportionnelle au poids moléculaire ϖ.

La chaleur spécifique sous pression constante est le coefficient de T dans l'équation (8); sa valeur est

$$c' = \frac{\mathrm{A}s}{\varpi}\left(1 + \frac{2}{3}\alpha\mathrm{T}\right); \tag{11}$$

le rapport des deux chaleurs spécifiques est

$$\frac{c'}{c} = 1 + \frac{2}{3}\alpha\mathrm{T}. \tag{12}$$

8. *Théorème de Carnot.* — L'équation (7) conduit au théorème de Carnot. En effet, en divisant ses deux membres par T, on en déduit

$$\frac{dq}{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{A}s}{\varpi}\left(\frac{d\mathrm{T}}{\mathrm{T}} + \frac{2}{3}\frac{dv}{v}\right) = \frac{\mathrm{A}s}{\varpi}\,d\left[l(\mathrm{T}v^{\frac{2}{3}})\right],$$

l désignant la caractéristique des logarithmes népériens.

On voit donc que, conformément à l'expression analytique du théorème dont il s'agit, le rapport $\frac{dq}{\mathrm{T}}$ est la différentielle exacte d'une fonction des deux variables qui caractérisent l'état du système.

Cette fonction, appelée *entropie* par M. Clausius, a pour valeur, en introduisant l'expression (10) de la chaleur spécifique à volume constant,

$$\mathrm{S} = cl\left(\mathrm{T}v^{\frac{2}{3}}\right). \tag{13}$$

9. *Coefficient de compressibilité isotherme.* — Si l'on comprime le milieu en le maintenant à une température constante, l'équation (6) donne, en y faisant $d\mathrm{T} = 0$, pour le coefficient de compressibilité isotherme,

$$\beta = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dp} = \frac{3}{2}\frac{\varpi\alpha v}{s},$$

ou, en ayant égard à l'expression (10),

$$\beta = \frac{3}{2}\frac{A\alpha v}{c}. \tag{14}$$

10. *Coefficient de compressibilité adiabatique.* — Si l'on comprime, au contraire, de manière qu'il n'y ait pas échange de chaleur entre le corps et le milieu environnant, c'est-à-dire si, suivant la locution introduite par M. Rankine, la transformation est adiabatique, l'équation (9) donne, en y faisant $dq = 0$, pour le coefficient de compressibilité correspondant,

$$\beta' = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dp} = \frac{3}{2}\frac{\varpi\alpha v}{s\left(1+\frac{2}{3}\alpha T\right)},$$

ou bien, en ayant égard à l'expression (11),

$$\beta' = \frac{3}{2}\frac{A\alpha v}{c'}. \tag{15}$$

11. *Transformations adiabatiques.* — On peut enfin déduire des équations fondamentales les lois des transformations adiabatiques. On tire, par exemple, de l'équation (8), en y faisant $dq = 0$, la relation trouvée par M. W. Thomson et vérifiée par M. Joule

$$\frac{dT}{dp} = \frac{A\alpha v T}{c'}. \tag{16}$$

Enfin, de l'équation (7) combinée avec la relation (4) on déduit, en faisant $dq = 0$ et intégrant, les relations

$$T v^{\frac{2}{3}} = \text{const.}, \tag{17}$$

$$(\lambda + p) v^{\frac{5}{3}} = \text{const.}, \tag{18}$$

qui sont celles qui, dans une transformation adiabatique, lient les variables T, v, p.

12. On voit avec quelle facilité toutes les relations connues de la thermodynamique se déduisent des équations fondamentales. Il devait en être ainsi, puisque ces équations renferment le théorème de Carnot. Si l'on compare cependant les formules qui précèdent aux formules analogues de la théorie ordinaire, on voit qu'elles en

diffèrent, par suite de la relation particulière (14), que la théorie nouvelle établit entre le coefficient de compressibilité isotherme, le volume spécifique, la chaleur spécifique et le coefficient de dilatation.

Par exemple, ce n'est qu'en vertu de cette relation (14) que la valeur connue $c' = c + \frac{A\alpha^2 v T}{\beta}$ de la chaleur spécifique, sous pression constante, coïncide avec la valeur (12).

13. La relation (14) diffère par le coefficient $\frac{3}{2}$ de celle que M. Kupffer a établie par un raisonnement dont Verdet a fait ressortir l'insuffisance ([1]) et qui serait cependant, suivant M. Kupffer. vérifiée par l'expérience.

La vérification rigoureuse de la relation de M. Kupffer infirmerait la relation (14); mais il importe d'observer que cette vérification exige l'évaluation du coefficient de compressibilité β en fonction du coefficient d'élasticité e seul observable.

M. Kupffer a fait usage pour cette évaluation de la formule de Poisson, $e\beta = \frac{3}{2}$, que l'on sait aujourd'hui être inexacte pour la plupart des corps et spécialement pour les métaux, soit parce que leur structure n'est pas parfaitement isotrope, soit parce que, comme le pensait Lamé, le produit $e\beta$ dépend réellement de deux coefficients distincts λ et μ, d'après la formule $e\beta = \frac{3}{1 + \frac{\lambda}{\mu}}$, et ne se réduit à la valeur $\frac{3}{2}$ qu'en supposant, avec Navier et Poisson, $\lambda = \mu$.

14. Des expériences récentes de M. Cornu ayant démontré que, pour le verre, le rapport $\frac{\lambda}{\mu}$ est réellement égal à 1, c'est à cette substance qu'il y a lieu de demander le contrôle de la nouvelle formule (14).

En y remplaçant β par $\frac{3}{2e}$, elle devient $\frac{1}{A} = \frac{e\alpha v}{c}$, de sorte que la valeur numérique du second membre, quand on y remplace les éléments dont il dépend par les valeurs d'expérience, doit être égale à l'équivalent mécanique de la chaleur.

([1]) *Exposé de la Théorie mécanique de la Chaleur*, note G.

Or, en supposant, pour le verre à vitre ordinaire,

$$e = 7917 \times 10^6, \quad \frac{1}{v} = 2527 \quad \text{(Wertheim)},$$

$$\alpha = 0{,}0002687, \quad c = 0{,}19768 \quad \text{(M. Regnault)},$$

on trouve $\frac{1}{A} = 426$. La vérification est donc satisfaisante. Il serait nécessaire pour la confirmer de déterminer les quatre constantes spécifiques pour une même substance *parfaitement isotrope*.

15. *Calcul du coefficient de compressibilité des liquides.* — La relation (14) peut être vérifiée par le calcul théorique du coefficient de compressibilité des liquides. En rapportant, comme on le fait habituellement pour la détermination expérimentale de ce coefficient, les pressions à l'atmosphère et en désignant par Δ le poids spécifique qui, d'après les unités ordinaires, est lié au volume spécifique par la relation $\frac{1}{v} = 1000\,\Delta$, on a la formule

$$\beta = \frac{3 \times 10333}{2 \times 1000}\,\frac{\alpha}{c\Delta E};$$

E est l'équivalent mécanique de la chaleur, auquel nous attribuerons la valeur numérique 433.

Le tableau suivant résume, pour quelques liquides, les valeurs numériques des constantes α, c, Δ, pour la température zéro, les valeurs calculées du coefficient de compressibilité et les valeurs observées.

Les coefficients de dilatation et les poids spécifiques résultent des expériences de M. I. Pierre, les chaleurs spécifiques de celles de M. Regnault. Les coefficients de compressibilité ont été déterminés par M. Grassi.

DÉSIGNATION du liquide.	COEFFICIENT de dilatation.	POIDS spécifique.	CHALEUR spécifique.	COMPRESSIBILITÉ	
				calculée.	observée.
Alcool............	0,0010486	0,81510	0,54754	0,0000835	0,0000828
Éther sulfurique...	0,0015132	0,73581	0,52900	0,0001382	0,0001400
Esprit de bois.....	0,0011856	0,82074	0,59010	0,0000870	0,0000913
Mercure..........	0,0001790	13,596	0,03332	0,0000140	0,0000029

La vérification est satisfaisante, excepté pour le mercure. Il est vrai que le coefficient de compressibilité de ce liquide est tellement faible que sa détermination expérimentale offre des difficultés particulières. Sa valeur est moindre que les corrections fort incertaines qu'il faut lui faire subir pour tenir compte de la compressibilité de l'enveloppe.

Il est possible d'ailleurs qu'il existe des perturbations qui rendent la relation (14) inapplicable. En effet, la théorie dont cette relation est déduite n'est qu'une première approximation. Elle devrait être corrigée, en tenant compte de la force vive de rotation des molécules qui ne sont pas des points, mais des particules de dimensions finies.

L'influence de cette perturbation est très-sensible pour les gaz. Elle modifie, comme l'a fait voir M. Clausius, le rapport des chaleurs spécifiques et la forme des relations qui régissent les transformations adiabatiques. Elle est probablement moindre pour les solides dont les molécules oscillent très-peu autour de certaines positions d'équilibre stable. Ce serait donc à cette catégorie de corps que la théorie qui précède serait plus particulièrement applicable.

EXPÉRIENCES DE CAPILLARITÉ;

Par M. D. GERNEZ.

(Société française de Physique; 27 juin 1873.)

Lorsqu'on introduit des charpentes métalliques dans un collodion très-riche en huile de ricin, et qu'on les retire lentement, on obtient des lames minces, extrêmement mobiles, assez résistantes pour supporter, sans rupture, une extension qui double leur surface, et tellement élastique, qu'elles reprennent leur étendue primitive, aussitôt que cesse l'action déformatrice.

Les liquides qui donnent les meilleurs résultats sont formés de 89 d'éther, 5,5 d'alcool absolu, 5,5 de coton-poudre photographique, et de 70 à 100 d'huile de ricin, ajoutés après la dissolution du coton-poudre.

Voici quelques expériences qu'ils permettent de réaliser facilement.

1. Avec des charpentes métalliques qui peuvent atteindre 8 centimètres d'arête, on produit les systèmes laminaires de M. Plateau, et l'on observe toutes les phases transitoires jusqu'à la position d'équilibre. Les lames restent opalines pendant quelques minutes, sans doute à cause de la solidification de l'huile de ricin, provoquée par l'évaporation de l'éther; elles deviennent bientôt transparentes et persistent souvent pendant plusieurs semaines.

2. M. Dupré a fait voir qu'un grain de plomb peut traverser une lame mince d'eau de savon sans la briser. On peut suivre les particularités de cette expérience, à l'aide de lames de collodion. On voit, en effet, le grain de plomb former une poche qui s'étrangle en s'allongeant derrière lui, de sorte que, au moment qu'il se détache, les parois de la cavité se soudent sans déterminer la rupture de la lame. Cette expérience réussit facilement avec des corps de forme quelconque, à arêtes vives ou arrondies.

3. On peut de même suivre, dans tous ses détails, une expérience que M. van der Mensbrugghe a utilisée pour déterminer la tension superficielle d'une lame liquide, et qui consiste à suspendre à une lame plane un anneau circulaire qui descend parallèlement à la lame fixe, jusqu'à ce que le poids dont on le charge détermine la rupture.

4. On vérifie l'égalité de la tension superficielle sur une lame plane, dans toutes les directions, par une expérience analogue à celle du fil de M. van der Mensbrugghe. On fend une lame de collodion, par un trait rectiligne, fait avec une pointe ou un fil fin, imbibé d'éther, et l'on voit immédiatement les bords de la fente s'écarter, en présentant toutes les formes de transition entre la ligne droite et la circonférence. La forme circulaire, une fois atteinte, se conserve à mesure que le rayon grandit, même lorsque l'ouverture, en s'élargissant, rencontre un côté de la charpente métallique.

5. On peut utiliser les propriétés de ces membranes dans l'étude de plusieurs questions d'acoustique : leur surface est un véritable miroir, d'une mobilité extrême, qui manifeste les lignes nodales des membranes vibrantes de forme quelconque, planes ou courbes; elle se prête à la détermination, par points, des surfaces nodales,

dans les masses gazeuses vibrantes, et dans ce cas l'observation prend une grande sensibilité, si l'on observe par réflexion, dans une lame plane, l'image d'une fente lumineuse sur un fond obscur ou un trait obscur sur un fond vivement éclairé.

RELATIONS NÉCESSAIRES ENTRE LES VARIATIONS DE CERTAINS COEFFICIENTS;

PAR M. A. POTIER.

Une tige métallique, soumise à une traction donnée, a-t-elle le même coefficient de dilatation qu'à l'état naturel?

Soient l_0 la longueur de la barre à zéro et lorsqu'elle n'est soumise à aucune traction; l sa longueur quand elle est soumise à la traction p, à la température t. Il est clair que la connaissance de p et de t détermine la longueur l et qu'on peut, par suite, écrire $l = \varphi(p, t)$; un accroissement infiniment petit dl est lié aux accroissements de p et de t par une relation de la forme

$$\frac{dl}{l_0} = \alpha dt + h dp;$$

la valeur de α, définie par cette équation, est le coefficient de dilatation à pression constante et celle de h est l'inverse $\frac{1}{E}$ du coefficient d'élasticité à température constante.

Mais des relations

$$\frac{dl}{dt} = \alpha l_0, \quad \frac{dl}{dp} = h l_0$$

on déduit

$$\frac{d^2 l}{l_0\, dp\, dt} = \frac{d\alpha}{dp} = \frac{dh}{dt}.$$

Donc, pour une augmentation très-petite ϖ de la traction, la variation du coefficient de dilatation sera $\varpi \frac{dp}{dt}$; comme cette augmentation ϖ correspond à un allongement proportionnel $\frac{\delta l}{l_0} = h\varpi$,

la variation de α sera

$$\frac{\delta l}{l_0}\frac{1}{h}\frac{dh}{dt}, \quad \text{ou} \quad \frac{\delta l}{l_0}\frac{1}{E}\frac{dE}{dt}.$$

Or on sait que E diminue lorsque t augmente, de sorte que $\frac{dE}{dt}$ est négatif et, pour les métaux étudiés, une très-petite fraction de E; donc l'effet d'une traction est d'augmenter le coefficient de dilatation d'une très-petite fraction (de $\frac{1}{1000}$ à $\frac{1}{3000}$) de l'allongement proportionnel de la tige.

Un raisonnement analogue permet de lier les écarts des lois de Mariotte et de Gay-Lussac que présentent les gaz.

En effet, le produit $pv = \Omega$ de la pression d'un gaz par le volume de l'unité de masse est défini quand on connaît la pression p et la température t du gaz, de sorte que $d\Omega = m\,dt + n\,dp$; la valeur de m définie par cette équation est le produit $p_0 v_0$ par le coefficient α de dilatation à pression constante. La valeur de n indique de combien le gaz s'écarte de la loi de Mariotte; car, si le gaz suivait cette loi, Ω serait indépendant de p. Or des expériences de M. Regnault il résulte : 1° que n est négatif, puisque le produit pv diminue quand la pression augmente; 2° qu'il diminue avec la température en valeur absolue. Donc $\frac{dn}{dt}$ est positif et tend vers zéro quand t augmente; mais $\frac{dn}{dt} = \frac{dm}{dp} = p_0 v_0 \frac{d\alpha}{dp}$: donc le coefficient de dilatation à pression constante croît avec la pression, d'autant moins que la température est plus élevée; la première loi entraîne la seconde et réciproquement.

J. THOMSEN. — Thermochemische Untersuchungen (Sur l'affinité de l'hydrogène pour les métalloïdes : chlore, brome, iode, oxygène, soufre, azote et carbone); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 177 et 398.

M. Thomsen a entrepris de reviser les nombres donnés par Dulong, Hess, Favre et Silbermann, Abria, Andrews et divers autres savants, comme exprimant les quantités de chaleur dégagée dans la combinaison de l'hydrogène avec les divers métalloïdes.

Sauf de légers changements, dus au perfectionnement des méthodes calorimétriques, les résultats qu'il a obtenus confirment en général les valeurs numériques et les déductions théoriques qui avaient cours dans la science.

Nous allons exposer ces résultats.

PREMIÈRE FAMILLE.

I. *Chlore et hydrogène.*

L'auteur a combiné directement les deux gaz, préalablement desséchés, comme l'avaient fait avant lui MM. Abria, Favre et Silbermann. Les deux gaz arrivaient dans une boule de platine d'environ un demi-litre de capacité, servant de chambre à combustion; ils s'y combinaient sous l'influence de l'étincelle d'induction et l'acide chlorhydrique formé allait ensuite se condenser, hors de l'appareil, dans un système de tubes à absorption contenant simplement de l'eau distillée. La chambre à combustion était placée dans un calorimètre renfermant 3 litres d'eau. Les opérations calorimétriques étaient conduites avec l'habileté ordinaire de l'auteur. Quatre expériences ont donné les nombres suivants pour l'affinité du chlore et de l'hydrogène, rapportée à une molécule, soit $36^{gr},5$ du composé, affinité que nous désignerons, pour abréger, par (H, Cl) :

21975, 22018, 22003, 22008 unités de chaleur;

on a donc, en prenant la moyenne,

(H, Cl) = 22001 unités de chaleur;

telle est la quantité de chaleur qui correspond à la formation de l'acide chlorhydrique gazeux. La quantité de chaleur qui répond à la formation de toutes pièces de l'acide chlorhydrique hydraté, quantité que nous représenterons par (H, Cl, Aq), a été également mesurée par l'auteur, et il l'a obtenue en ajoutant à (H, Cl) la quantité de chaleur (HCl, Aq) dégagée dans l'absorption de l'acide gazeux HCl par l'eau; cette dernière quantité ayant été déterminée directement.

Le tableau suivant résume ses recherches sur l'acide chlorhy-

drique. On a mis en regard les nombres donnés auparavant par Abria (1846), Favre et Silbermann (1853), Favre (1868), et Berthelot (1865) :

	Abria.	Favre et Silbermann.	Favre.	Berthelot.	Thomsen.
(H, Cl)......	24010^u	23783^u	23783^u	»	22001^u
(HCl, Aq)....	14310	16411	17479	17430^u	17314
(H, Cl, Aq)...	38560	40194	41262	»	39315

II. *Brome, iode et hydrogène.*

L'affinité de l'hydrogène pour le brome et l'iode a été mesurée par la même méthode que MM. Favre et Silbermann, c'est-à-dire en traitant la dissolution aqueuse de bromure ou d'iodure de potassium par le chlore et en se servant des nombres trouvés dans les recherches antérieures sur la formation des chlorures et bromures. Voici les résultats :

	Favre et Silbermann.	Favre.	Berthelot.	Thomsen.
(H, Br)........	9320^u	10593^u	»	8440^u
(HBr, Aq).....	19084	19084	20000^u	19936
(H, Br, Aq)....	28404	29677	»	28376
(H, I).........	− 3879	− 4590	»	− 6036
(HI, Aq)......	+18906	+18902	+19570	+19207
(H, I, Aq).....	+15004	+14312	»	+13171

DEUXIÈME FAMILLE.

Oxygène, soufre.

On a procédé à la détermination de l'affinité de l'hydrogène pour l'oxygène en utilisant le même appareil qui avait servi à déterminer l'affinité du chlore pour l'hydrogène. La quantité d'eau formée dans chaque expérience s'élevait à environ 8 grammes. Trois expériences ont donné, pour la formation d'une molécule d'eau,

34194, 34233, 34115 unités de chaleur,

en moyenne

$$(H, O) = 34178^u.$$

En rapprochant ce résultat des nombres antérieurs, on a

$$HO = \begin{cases} 34743^{u} & \text{Dulong,} \\ 34792 & \text{Hess,} \\ 34666 & \text{Grassi,} \\ 33808 & \text{Andrews,} \\ 34462 & \text{Favre et Silbermann,} \\ 34178 & \text{Thomsen.} \end{cases}$$

L'auteur, comme l'avait déjà fait M. Hautefeuille, a mis à profit la réaction de l'hydrogène sulfuré sur une solution d'iode dans l'acide iodhydrique très-concentré; il trouve, pour l'affinité du soufre et de l'hydrogène,

$$(H, S) = 2256^{u}.$$

M. Hautefeuille a trouvé (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXVIII)

$$2410^{u}.$$

MM. Favre et Silbermann avaient trouvé auparavant 2740 par un procédé moins exact à la vérité. La précipitation du soufre par l'iode n'est pas d'ailleurs exempte d'objection, le soufre se séparant à l'état mou et non cristallisé.

TROISIÈME FAMILLE.

Azote.

L'affinité de l'azote pour l'hydrogène a été déduite de la réaction du chlore sur l'ammoniaque, conformément au procédé de MM. Favre et Silbermann. Le tableau suivant résume les recherches de l'auteur et celles de ses devanciers sur ce point :

	Favre et Silbermann.	Favre.	Thomsen.
(Az, H^3)........	22727^{u}	25931^{u}	26707^{u}
(AzH^3, Aq).....	8743	8743	8435
(Az, H^3, Aq)....	31470	34674	35142

QUATRIÈME FAMILLE.

Carbone.

L'auteur admet la chaleur de combustion du gaz des marais, telle qu'elle résulte des expériences de Dulong, d'Andrews et de Favre et Silbermann. Ces trois séries d'expériences donnent en effet, pour la quantité de chaleur dégagée par la combustion de 1 gramme de gaz des marais,

13185, 13108, 13063 unités de chaleur,

en moyenne

13119,

ce qui fait, pour la chaleur de combustion d'une molécule de gaz des marais,

$$(C^2H^4, O^8) = 16.13119 = 209900^u.$$

Trois expériences sur la combustion de l'éthylène conduisent l'auteur à prendre, pour la chaleur de combustion de ce gaz,

$$(C^4H^4, O^{12}) = 334800^u,$$

nombre qui ne diffère pas beaucoup de celui qui a été déjà donné par les expérimentateurs cités plus haut.

Dulong avait trouvé............	336840
Favre et Silbermann............	332020
Andrews......................	334380

Les méthodes d'analyse de M. Thomsen, relatives à l'éthylène, nous semblent toutefois laisser à désirer; car il admet la présence d'un huitième de gaz des marais dans son éthylène : le gaz des marais n'ayant jamais été observé dans la préparation ordinaire de l'éthylène, sa présence supposée résulte sans doute d'une erreur d'analyse. Une remarque analogue s'applique à la présence d'un vingtième d'éthylène supposé dans l'acétylène par M. Thomsen.

Enfin l'auteur détermine, par quatre expériences, la chaleur de combustion de l'acétylène, laquelle n'avait été encore l'objet d'aucune recherche, et il trouve

$$(C^4H^2, O^{10}) = 310570^u.$$

Les chaleurs de formation se déduisent facilement de la comparaison de chacun de ces nombres avec la somme des quantités de chaleur dégagée par la combustion des éléments, carbone et hydrogène. La chaleur de combustion de l'hydrogène est connue. Pour la combustion du carbone, l'auteur admet les nombres de Favre et Silbermann, d'après lesquels la combustion de 1 gramme de carbone se transformant en acide carbonique dégage 8080 ou 7800 unités, suivant que le charbon employé est du charbon de bois ou du graphite. On trouve ainsi, en supposant le carbone à l'état de graphite dans tous ces carbures :

	Chaleur de combustion des éléments.	Chaleur de combustion du composé.	Chaleur de formation.
Gaz des marais......	230320ᵘ	209900ᵘ	20420ᵘ
Éthylène............	323920	334800	—10880
Acétylène...........	255560	310570	—50510

Nous reviendrons bientôt sur ces résultats.

L'ensemble de ces recherches donne lieu à plusieurs remarques importantes.

L'affinité de l'hydrogène pour le chlore, le brome et l'iode, dans les hydracides gazeux, a respectivement pour mesure 22001, 8440 et 6036 unités de chaleur, et la décroissance manifeste de ces nombres, du chlore à l'iode, c'est-à-dire du corps dont le poids atomique est le plus faible au corps dont le poids atomique est le plus élevé, paraît être un fait général. En effet, dans la deuxième famille, nous avons, pour la chaleur de formation d'une molécule d'eau, 34178 unités, pour la chaleur de formation d'une molécule d'hydrogène sulfuré 2256 unités, et, d'après M. Hautefeuille (*loc. cit.*), l'affinité de l'hydrogène pour le sélénium est négative. Dans la troisième famille, l'affinité de l'azote pour l'hydrogène dans l'ammoniaque est positive et égale à 26707. Que les affinités de l'hydrogène pour les autres corps du groupe aillent en décroissant, cela résulte manifestement de ce fait, que les composés hydrogénés de ces corps sont de plus en plus facilement décomposables par la chaleur : l'hydrogène arsénié plus que l'hydrogène phosphoré, et celui-ci plus que l'ammoniaque. L'hydrogène antimonié l'est encore plus que tous trois, car il se décompose franchement à la température

ordinaire ; quant au composé hydrogéné du bismuth, il n'est pas nettement connu, sans doute à cause de sa trop grande instabilité. Dans le groupe du carbone, l'affinité de l'hydrogène pour le carbone lui-même, dans l'hydrogène protocarboné, est 20420, c'est-à-dire fortement positive. Cette affinité est certainement moindre pour le corps le plus voisin, le silicium : l'ensemble des propriétés de l'hydrogène silicié ne laisse aucun doute à cet égard. Les termes les plus élevés du groupe n'offrent aucun composé analogue. On peut donc formuler avec l'auteur la loi générale suivante :

« Dans chaque famille naturelle des métalloïdes, l'affinité de l'hydrogène est positive pour le premier terme de la série (chlore, oxygène, azote ou carbone) dans le composé saturé correspondant ; elle diminue pour les termes suivants, tandis que le poids atomique s'élève, et devient négative pour les termes les plus élevés de la série. »

Ne serait-il pas possible même d'aller plus loin, de trouver un rapport plus intime entre les affinités et les poids atomiques ? C'est ce que l'auteur a essayé, au moins pour le groupe le plus naturel, le groupe du chlore ; mais on rencontre immédiatement cette difficulté, que les trois nombres que l'on a trouvés pour les chaleurs de formation des trois hydracides du chlore, du brome et de l'iode, ne sont pas directement comparables, quant à leur valeur stricte, parce que le chlore, le brome et l'iode ne sont pas, à la température ordinaire, au même état d'agrégation. En essayant de les y ramener [1] par l'addition aux deux derniers nombres des chaleurs latentes de vaporisation du brome (Andrews) et de l'iode (Favre et Silbermann), on n'arrive qu'à ce seul résultat net, à savoir que le brome, au point de vue de son affinité pour l'hydrogène, se rapproche plus du chlore qu'on n'aurait pu le supposer d'après la valeur de son poids atomique, lequel est à peu près à égale distance des poids atomiques du chlore et de l'iode. C'est ce que montre le tableau suivant, dans lequel on a inscrit les différences, relativement aux composés du chlore, des composés correspondants du brome et de l'iode, non-seulement pour les hydracides gazeux, mais encore pour les solutions aqueuses de ces hydracides et pour les

[1] M. Berthelot avait déjà essayé des rapprochements semblables, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXII, p. 139 ; les calculs sont donnés t. XX, p. 452.

sels ammoniacaux haloïdes, le brome et l'iode étant pris à l'état de vapeur :

	R = Br	R = I
$(H, Cl) - (H, R)$	9911^u	24987^u
$(H, Cl, Aq) - (H, R, Aq)$	7289	23094
$(Az, H^4, Cl) - (Az, H^4, R)$	6790	22430

Ce résultat général est bien d'accord d'ailleurs avec le caractère général des composés bromés, qui se rapprochent plus, en effet, des composés chlorés que des composés iodés.

Nous avons dit tout à l'heure que l'affinité de l'hydrogène pour le carbone était positive. Or nous avons trouvé, en supposant le carbone à l'état de graphite,

Acétylène (C^4, H^2)	-55010^u
Éthylène (C^4, H^4)	-10880
Gaz des marais (C^2, H^4)	$+20420$

et, en supposant le charbon à l'état de charbon de bois, nous aurions des nombres tout à fait du même ordre de grandeur.

La formation du premier de ces carbures, l'acétylène, est donc accompagnée d'une forte absorption de chaleur. On pourrait être porté à en conclure que l'affinité du carbone pour l'hydrogène est négative; mais il faut remarquer que, lorsque l'hydrogène se combine à un carbure déjà formé pour donner lieu à un carbure plus hydrogéné, on a, au contraire, un dégagement considérable de chaleur. On a, en effet,

(C^4, H^2)	-55010^u
$(C^4, H^4) - (C^4, H^2) = (C^4H^2, H^2)$	$+44130$
$2(C^2, H^4) - (C^4, H^4) = (C^4H^4, H^4)$	$+51720$

et l'on ne peut douter, par conséquent, que l'affinité du carbone pour l'hydrogène soit réellement positive, ce qui résulte d'ailleurs de l'évaluation

$$(C^2, H^4) = +20420^u.$$

Quant à la valeur négative des chaleurs de formation de l'acétylène et de l'éthylène, elle s'explique, comme bien d'autres faits de l'histoire du carbone, par cette circonstance que le carbone, à l'état où nous le connaissons, charbon, graphite ou diamant, est

dans un état d'inaction, un état passif, dont il faut d'abord le tirer avant de pouvoir l'engager dans une combinaison chimique avec d'autres éléments, et cette conversion nécessite une certaine dépense de force vive. C'est ainsi que l'on a

$$(C, O) = 13400^u \quad \text{et} \quad (CO, O) = 33400^u,$$

ou, en d'autres termes, que, tandis que la combinaison du premier atome d'oxygène qui se fixe sur le carbone pour former de l'oxyde de carbone dégage seulement 13400 unités de chaleur; l'addition du second atome, qui transforme l'oxyde de carbone en acide carbonique, en dégage 33400 ou $2\frac{1}{2}$ fois plus.

La valeur exacte de la dépense de force vive nécessaire pour tirer le carbone de sa passivité ne peut pas encore être fixée avec certitude. Elle paraît toutefois avoir pour mesure environ 70000 unités par atome de carbone. C'est seulement après avoir été ainsi modifié par une certaine quantité de chaleur prise aux corps environnants que le carbone entre en activité avec son affinité spécifique.

La croissance rapide de la chaleur spécifique du carbone avec la température (Weber, *Poggendorff's Annalen,* t. CXLVIII) plaide encore en faveur de cette hypothèse, que le carbone, avant de pouvoir contracter des combinaisons chimiques, doit modifier son état moléculaire. L'auteur se propose d'ailleurs d'étudier plus à fond ces phénomènes dans un prochain Mémoire.

Ces rapprochements et ces discussions théoriques ont été d'ailleurs déjà présentés presque identiquement par M. Berthelot, dans le tome VI des *Annales de Chimie* (4e série), et depuis, à l'occasion de ses expériences sur la synthèse des carbures pyrogénés au moyen de l'acétylène et sur la synthèse de l'acide cyanhydrique au moyen de l'azote. Il a également insisté sur l'hypothèse d'un état isomérique spécial du carbone (t. XVIII, p. 175) qui précéderait les combinaisons directes de cet élément avec l'hydrogène, le soufre, etc., et il a calculé la dépense nécessaire pour y parvenir, en comparant la chaleur de formation des deux oxydes du carbone, etc. M. Thomsen ne fait guère que reproduire les mêmes idées théoriques.

Violle.

Production des figures de M. Lissajous dans les tuyaux sonores. — Étude optique des vibrations des tuyaux. (MACH, *Optische-akustische Versuche.*)

M. Mach se sert, pour réaliser cette remarquable expérience, d'un tuyau sonore divisé en deux parties égales par une membrane nodale disposée comme nous l'avons dit dans la Note précédente (¹). On le fait vibrer au moyen d'une embouchure convenable, et, le plaçant horizontalement, on tend entre la membrane nodale et l'extrémité ouverte du tube un fil fin de platine parallèlement à l'axe du tube. L'une au moins des parois du tuyau doit être vitrée, afin de permettre l'observation des phénomènes. On passe sur ce fil une éponge imbibée d'acide sulfurique et fixée au bout d'une baguette de verre; l'acide se réunit en gouttelettes également espacées le long du fil, et, si l'on vient à échauffer celui-ci par le passage d'un courant électrique, chaque goutte donne naissance à une traînée verticale de vapeur blanche d'acide, qui descend lentement. En faisant vibrer le tuyau, les nappes de vapeur vibrent longitudinalement, et en les éclairant avec une lumière intermittente de période très-peu différente de celle des vibrations du tuyau, on pourra observer toutes les particularités de leur mouvement.

M. Mach a constaté que l'amplitude de leurs oscillations, qui a sa valeur minimum sur la membrane nodale, croît à mesure qu'on se rapproche de l'extrémité ouverte, où elle est de 4 millimètres pour un tuyau de 4 pieds.

Pour obtenir les figures de M. Lissajous, on fixe sur les deux branches du diapason interrupteur deux écrans à fente parallèles qui laissent passer une bande déliée de lumière; cette bande lumineuse vibre dans un plan vertical lorsque l'interrupteur fonctionne. Si on la dirige dans l'axe du tuyau, l'intersection des nappes de vapeur vibrant longitudinalement avec le rayon lumineux vibrant transversalement donne naissance aux figures de M. Lissajous, dont le tuyau paraît rempli.

Il est évident que la forme des figures dépendra du rapport des nombres de vibrations du tuyau et de l'interrupteur; qu'elles paraîtront fixes ou mobiles selon la valeur de ce rapport; qu'enfin,

---

(¹) *Journal de Physique,* page 306 de ce tome.

l'amplitude de l'oscillation étant un minimum dans le voisinage du nœud médian, l'aspect des figures variera de l'extrémité ouverte au centre du tuyau.

Ces expériences nous paraissent très-remarquables, car elles permettent d'aborder d'une manière directe l'étude optique des vibrations des gaz.

A. Crova.

H. HERWIG. — Dilatation des vapeurs surchauffées sous volume constant; ***Annales de Poggendorff,*** **t. CXLVII, p. 161; 1872; et** ***Philosophical Magazine*** **(4), t. XLV, p. 401; 1873.**

Ce travail complète les recherches sur les vapeurs, publiées dans les *Annales de Poggendorff,* t. CXXXVII, p. 19 et 592, et t. CXLI, p. 83. La détermination de la densité et, par suite, de la dilatation sous pression constante, avait fait spécialement l'objet des premiers Mémoires; le Mémoire actuel se rapporte à l'étude de la dilatation des vapeurs surchauffées sous volume constant, étude qui n'avait pas encore été abordée directement.

Le procédé suivi par l'auteur consiste à comparer directement la dilatation sous volume constant de la vapeur étudiée avec la dilatation dans les mêmes conditions, d'un volume constant d'air sec. L'appareil dont il s'est servi se compose essentiellement d'un long tube en U dont les deux branches contiennent, l'une la vapeur surchauffée, l'autre de l'air sec; la vapeur et l'air sont séparés l'un de l'autre par une colonne de mercure qui occupe la partie inférieure du tube en U et dont on règle à son gré la différence de niveau dans les deux branches, avant de fermer définitivement l'appareil. Le volume de la vapeur, aussi bien que celui de l'air, restera alors sensiblement constant pendant toute la série d'expériences que l'on pourra faire, sans ouvrir le tube; la même constance se rencontrera par conséquent dans la différence des pressions de l'air et de la vapeur. On comprend d'ailleurs facilement comment un jaugeage préalable du tube permet de connaître et les volumes et la différence de pression des deux masses gazeuses.

Les expériences ont porté sur le sulfure de carbone, le chloroforme et l'alcool.

Considérons d'abord les deux premières vapeurs. Si ces vapeurs

se comportaient comme l'air sec, on aurait à chaque instant entre la pression p, le volume v et la température t d'une masse donnée de vapeur, la relation

$$pv = \psi(273 + t),$$

ψ étant une quantité constante.

Or l'expérience montre que, pour les basses pressions, $\frac{\Delta\psi}{\Delta t} = 0$, c'est-à-dire que, pour ces pressions, la vapeur surchauffée suit exactement la même loi de dilatation sous volume constant que l'air sec; mais, sous ces pressions, l'air sec a, d'après M. Regnault, un coefficient de dilatation sous volume constant inférieur au coefficient normal 0,003663 (ainsi, pour la pression de 110 millimètres, ce coefficient est 0,003648); il en est donc de même de la vapeur.

Pour des pressions plus fortes, c'est-à-dire pour ces pressions sous l'influence desquelles la vapeur, au voisinage de la saturation, s'éloigne manifestement de l'état gazeux parfait, le quotient $\frac{\Delta\psi}{\Delta t}$ présente une valeur très-petite, il est vrai, mais une valeur toujours et incontestablement positive, et d'autant plus sensible au début que la pression est plus forte. Le coefficient de dilatation de la vapeur sous volume constant est donc alors plus grand que celui de l'air sec dans les mêmes conditions; mais la petite variation de ψ ne se montre pas, comme cela semblerait résulter des expériences de Tait et Fairbairn sur la vapeur d'eau, confinée dans les deux premiers degrés seulement au-dessus de la température de saturation. Les expériences de l'auteur lui ont montré que ψ tend graduellement et lentement vers un maximum dont l'existence résulte nettement de ses observations, c'est-à-dire que $\frac{\Delta\psi}{\Delta t}$ diminue régulièrement, tout en restant toujours positif, et tend vers zéro pour une valeur très-élevée de t (325 degrés environ).

Ce n'est donc qu'à partir de cette température que la vapeur surchauffée sous volume constant peut être regardée comme un gaz parfait, et, s'il est bien vrai que pratiquement l'erreur que l'on commettrait en assimilant la vapeur à de l'air sec soit entièrement négligeable, il en résulte que théoriquement ψ ne peut pas être regardé comme constant.

D'une manière générale, ψ est une fonction de v et de t; les expé-

riences actuelles font connaître $\frac{d\psi}{dt}$, c'est-à-dire la dérivée de ψ par rapport à t, v étant considéré comme constant; les premières recherches de l'auteur donnaient $\frac{d\psi}{dv}$.

Les deux coefficients de dilatation se rattachent facilement à ces dérivées. Ainsi le coefficient de dilatation sous volume constant α' peut se calculer au moyen des nombres du présent Mémoire.

On a, en effet, d'une manière générale,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\alpha' p}{1 + \alpha' t};$$

mais de

$$pv = \psi(273 + t)$$

on tire

$$\frac{dp}{dt} = \frac{273 + t}{v} \frac{d\psi}{dt} + \frac{\psi}{v}.$$

Donc

$$\alpha' = \frac{1 + \frac{273 + t}{\psi} \frac{d\psi}{dt}}{273 - \frac{273 + t}{\psi} \frac{d\psi}{dt} t}.$$

Si $\frac{d\psi}{dt} > 0$, α' sera plus grand que $\frac{1}{273}$ ou 0,003663, valeur qu'il atteindra pour $\frac{d\psi}{dt} = 0$.

Prenons, par exemple, $t = 90$ degrés, les tableaux résumant les expériences donnent alors $\frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dt} = 0,0004$ (valeur moyenne); il en résulte $\alpha' = 0,0044$. Le sulfure de carbone est alors sous la pression d'environ 3 atmosphères. A cette pression, α' pour l'acide carbonique est, d'après M. Regnault, $\alpha' = 0,0038$, ce qui ferait $\frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dt} = 0,00008$.

Le sulfure de carbone et l'acide carbonique présentent donc des écarts de même ordre et de même sens.

Le coefficient de dilatation sous pression constante se calculerait de même très-simplement, et l'on reconnaîtrait sans difficulté que, comme toujours, il est plus grand que le coefficient de dilatation sous volume constant.

La vapeur d'alcool a donné des résultats très-différents ; les valeurs de $\frac{\Delta\psi}{\Delta t}$ sont beaucoup plus grandes pour les premiers degrés qui suivent immédiatement la température de saturation que pour les autres.

L'auteur explique ce fait par une adhésion de l'alcool au verre et au mercure, adhésion semblable à celle qu'il croit avoir mise en évidence pour l'eau. Il a, en effet, opéré avec son appareil : 1° en mettant de l'air sec dans les deux branches du tube en U ; 2° en mettant dans l'une de l'air sec et dans l'autre de l'air humide. Le bon fonctionnement de l'appareil, dans le premier cas, lui fait expliquer, par une adhésion spéciale de l'eau pour le verre et le mercure, les divergences obtenues dans le second cas entre les nombres qui se rapportent à une même température lorsqu'on opère une première fois en faisant monter la température, une deuxième fois en la faisant descendre. On comprend donc que Fairbairn et Tait aient observé dans les deux premiers degrés au-dessus de la température de saturation une expansion si considérable de la vapeur d'eau, tandis qu'ensuite cette vapeur leur avait paru se comporter comme un gaz parfait. Cette dernière proposition, sans être tout à fait exacte, s'éloigne peu de la vérité ; quant à l'accroissement singulier du coefficient de dilatation dans des limites si étroites à partir de la température de saturation, ce serait une erreur résultant de l'adhésion de l'eau avec le verre et le mercure.

VIOLLE.

W. FEDDERSEN. — Ueber die Thermodiffusion von Gazen (Sur la thermodiffusion des gaz); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 302.

La publication de ce Mémoire n'est guère qu'une prise de date provoquée par la communication de M. Dufour à la Société helvétique des Sciences naturelles. Le Mémoire de M. Dufour lui-même n'est pas encore publié, mais sa communication rapportée dans les *Archives de Genève* (t. XLV ; 1872) est d'un haut intérêt. M. Dufour y annonce les principaux résultats de ses recherches sur la diffusion des gaz à travers les parois poreuses, et sur les variations de température qui accompagnent ce phénomène. En nous bornant au

cas le plus simple, celui de la diffusion à pression constante, nous trouvons ce résultat important, qu'il y a élévation de température du côté de la diffusion entrante et abaissement de température du côté où le gaz diffusant ressort de la paroi. Ainsi un vase poreux, plein d'air et communiquant librement avec l'atmosphère par un tube de verre, étant plongé dans un vase fermé que traverse un courant d'hydrogène, on voit le thermomètre baisser dans l'intérieur du vase poreux.

Les recherches encore inachevées de M. Feddersen forment en quelque sorte la contre-partie de celles de M. Dufour. Elles montrent, ce que M. Neumann avait établi théoriquement ([1]), que, si l'on maintient à des températures différentes les deux faces extrêmes d'un diaphragme poreux, installé dans un tube, il se produit dans le gaz que contient le tube un courant permanent, dirigé dans le sens de la face froide à la face chaude du diaphragme. L'auteur ne donnant ses résultats numériques que sous toutes réserves, je rapporterai seulement l'expérience suivante : Un diaphragme de mousse de platine, de 31 millimètres de longueur, ayant été obtenu par compression d'une certaine quantité de mousse de platine dans un tube de verre de $12^{mm},5$ de section, l'une des extrémités du diaphragme fut chauffée à 200 degrés environ, l'autre restant à 8 degrés ; deux index d'acide sulfurique, placés dans le tube, l'un avant, l'autre après le diaphragme, se déplacèrent dans le sens voulu, avec une vitesse de 15 à 20 millimètres par minute.

VIOLLE.

E.-H. VON BAUMHAUER. — Die Hygrometrie in den meteorologischen Observatorien (L'hygrométrie dans les observatoires); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 448; 1873.

M. von Baümhauer est d'accord avec M. Regnault pour rejeter les hygromètres à cheveu à condensation et les psychromètres; mais il trouve l'hygromètre chimique embarrassant, compliqué, et d'une manœuvre trop longue pour indiquer les variations brusques, qui sont les plus intéressantes au point de vue météorologique; il

([1]) *Bericht der Königl. Sachs. Gesellsch. der Wiss.*; 1872.

décrit un hygromètre « aréométrique » dont le principe est le suivant. Un vase cylindrique creux, lesté par un peu de mercure, est rempli de ponce sulfurique; deux tubes capillaires, dont l'un plonge au fond du vase, servent à l'arrivée et à la sortie de l'air; le vase est fermé par un couvercle, portant un plateau à poids. Comme les aréomètres, ce vase est plongé dans l'huile et des poids sont ajoutés pour faire affleurer à un niveau convenable; les tubes d'arrivée et de sortie de l'air arrivent sous deux petites cloches, communiquant l'une avec un aspirateur, l'autre avec l'endroit où se fait la prise d'air.

En enregistrant photographiquement la hauteur variable de l'aréomètre, on a des éléments suffisants pour connaître à chaque instant l'humidité de l'air.

Cet appareil, bien que décrit depuis 1854 et ayant fonctionné à l'exposition de 1855, ne paraît pas avoir été employé jusqu'ici.

A. POTIER.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 11 *juillet* 1873.

M. Caspari fait connaître les formules qui permettent de calculer les erreurs du compas à tous les azimuts, ainsi que la déclinaison elle-même et les observations qui doivent être faites pour déterminer les coefficients qui entrent dans ces formules. Il expose ensuite la méthode qu'il a imaginée pour cette détermination lorsque l'on manque de relèvements, en temps brumeux par exemple.

M. Niaudet-Bréguet présente les principaux organes de la machine de Gramme, notamment l'anneau et ses différentes parties. Il montre diverses expériences et fait connaître un nouveau voltamètre dont chaque électrode est formée d'un faisceau de fils de platine très-fins.

Séance du 25 *juillet* 1873.

M. Bontemps montre et décrit les appareils qui servent à la transmission des boîtes de dépêches poussées par l'air comprimé. Il parle des interruptions de service causées par l'arrêt accidentel des boîtes dans les tuyaux, et donne les méthodes employées pour déterminer le point d'arrêt avec quelque précision. Il fait une expérience devant la Société et montre le résultat.

SUR LA CORRECTION DU REFROIDISSEMENT EN CALORIMÉTRIE;

PAR M. BERTHELOT.

Nos calorimètres, échauffés ou refroidis dans le cours des expériences, ne demeurent point à la même température : ils perdent ou gagnent incessamment de la chaleur aux dépens des corps environnants. Dans ces conditions, ce qu'il y a de mieux à faire, c'est de réduire la perte à la plus petite valeur possible, et, s'il se peut, de la rendre négligeable. On y parvient, en effet, en observant les précautions que j'ai décrites, c'est-à-dire en opérant avec des calorimètres contenant au moins 500 à 600 grammes d'eau et entourés d'une enceinte d'eau; on y parvient, dis-je, toutes les fois que l'expérience ne dure pas plus d'une à deux minutes, et que l'excès positif ou négatif de la température finale du calorimètre sur celle du milieu ambiant ne surpasse pas 2 degrés.

Malheureusement ces conditions ne peuvent pas toujours être remplies : il est des expériences plus longues et des excès plus considérables; c'est pourquoi il est souvent nécessaire de tenir compte des pertes ou des gains de chaleur éprouvés par le calorimètre. Tous les physiciens qui ont mesuré des quantités de chaleur s'en sont préoccupés.

1. Rumford avait imaginé un système de compensation, dans lequel l'eau du calorimètre possède, au début de l'expérience, une température inférieure à celle du milieu ambiant d'une quantité égale à l'excès qu'elle présente à la fin. L'instrument gagnerait, pendant une première période, autant de chaleur qu'il en perd pendant la période finale : la correction se trouve ainsi supprimée. Divers physiciens et chimistes ont employé la méthode de Rumford jusque dans ces derniers temps ([1]).

Cependant on a objecté que les deux périodes ne présentaient pas la même durée en général, circonstance qui ne permet pas d'admettre l'égalité entre les chaleurs gagnées et perdues.

2. M. Thomsen a proposé, pour lever l'objection, de rendre égales les deux périodes par un artifice convenable. Nous avons

([1]) *Poggendorff, Ergänzung*, t. V, Mémoire de MM. Dupré et Page.

rendu compte de son travail dans le présent recueil. Quoique ce procédé soit plus correct, il n'est pas irréprochable. En effet, pour pouvoir établir le point de partage des deux périodes de la compensation, il faut savoir très-exactement la température ambiante. Or celle-ci n'est jamais connue avec une grande exactitude; elle n'est même pas constante dans les espaces qui entourent le calorimètre, spécialement au voisinage de sa partie supérieure, comparée avec la partie inférieure, ainsi qu'on peut s'en assurer avec des thermomètres sensibles. En outre, le refroidissement d'un calorimètre ne dépend pas seulement des excès de température, mais aussi des courants d'air et de l'évaporation superficielle, toutes les fois que le calorimètre est découvert, ou même simplement couvert par une feuille de métal qui n'intercepte pas complétement la circulation de l'air; l'emploi des agitateurs verticaux accroît encore cette cause d'erreur, parce qu'ils entraînent une mince couche d'eau qui s'évapore au dehors. J'ai publié à cet égard diverses expériences qui montrent quelle influence notable l'évaporation exerce pour les températures voisines de 25 degrés; tandis que vers 15 degrés et au-dessous elle est peu appréciable ([1]).

3. Une autre méthode de correction repose sur la loi de Newton, d'après laquelle les pertes par refroidissement sont proportionnelles aux excès de la température du calorimètre sur le milieu ambiant. Si cette loi était rigoureuse, il suffirait de déterminer, une fois pour toutes, les déperditions éprouvées par un calorimètre donné, auquel on communiquerait un excès connu de température sur le milieu ambiant. On déduirait de là, et cette marche a été employée quelquefois, les corrections pour tous les excès possibles.

4. M. Regnault, au début de ses expériences classiques sur les chaleurs spécifiques, combinait la méthode de compensation avec la loi de Newton ([2]). Il prenait l'eau du calorimètre à une température inférieure à celle du milieu ambiant, et il évaluait son réchauffement pendant la période qui précédait l'immersion du corps solide; pendant la seconde période, il évaluait le refroidissement, et

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIX, p. 171, 175 et suiv.
([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. LXXIII, p. 32; 1839.

il retranchait l'une des quantités de l'autre. Ces deux évaluations avaient lieu d'après la formule suivante, applicable au calorimètre plein d'eau :

$$\Delta\theta = 0^\circ{,}0001386\,\theta,$$

« dans laquelle θ représente l'excès de température et $\Delta\theta$ la perte de température qui a lieu en une seconde. Cette formule s'accorde avec une série d'expériences faites directement sur le refroidissement de l'eau. » Afin de faire cette correction, on partage le temps de l'observation en un certain nombre d'intervalles, pendant chacun desquels on regarde la température comme constante et égale à la moyenne des températures du début et de la fin de l'intervalle.

5. Cette formule suffisait pour les expériences relatives aux chaleurs spécifiques, lesquelles ont lieu dans des conditions presque identiques pour les divers corps; mais M. Regnault en reconnut l'imperfection dans le cours de ses recherches sur la chaleur latente de la vapeur d'eau ([1]). Il a remplacé la formule précédente par des formules beaucoup plus compliquées, dans lesquelles intervient la loi exponentielle du refroidissement, donnée par Dulong et Petit, combinée avec une série d'expériences où l'on observait le refroidissement simultané de deux calorimètres, pour des excès croissants de température sur le milieu ambiant. Ces calculs reposent toujours sur la connaissance exacte de la température ambiante (*voir* p. 682 de l'ouvrage cité) : « L'esprit de la méthode consiste à déterminer les corrections qu'il faut appliquer au calorimètre qui fonctionne véritablement, d'après les observations qui ont lieu simultanément sur le second calorimètre qui fonctionne à blanc. » Ces détails montrent combien la question du refroidissement devient difficile, dès qu'il s'agit d'expériences un peu longues.

6. Dans les expériences sur la chaleur spécifique des fluides élastiques ([2]), M. Regnault se borne à calculer le réchauffement d'après la loi de Newton, en y ajoutant une constante relative aux influences simultanées du réchauffement produit par les bains d'huile voisins et par l'agitation,

$$\Delta\theta = A(\theta - t) + K;$$

([1]) *Relation des expériences, etc.*, t. I, p. 677 et suiv.; 1847.

([2]) *Relation des expériences, etc.*, t. II, p. 78; 1862.

A et K sont deux constantes déterminées par des expériences simultanées, t la température ambiante, θ celle du calorimètre.

Ce qui caractérise toutes les méthodes de calcul qui précèdent, c'est l'intervention, réputée fondamentale, de la température ambiante dans les corrections. Or cette température n'est jamais connue avec précision; on pourrait même soutenir qu'elle ne représente pas une quantité absolument définie, étant variable dans les diverses régions, même les plus voisines de l'instrument. En outre, l'évaporation intervient dans tout calorimètre qui n'est pas entièrement clos; de plus, la nature des surfaces rayonnantes du calorimètre et des corps ambiants varie d'un jour à l'autre, suivant leur poli et leur état hygrométrique, ce qui change la loi du rayonnement. Enfin les courants d'air qui s'établissent tout autour de l'instrument exercent une influence variable et mal définie; de là la nécessité de recourir à quelque méthode qui soit indépendante de la température ambiante, et d'un système de constantes déterminées une fois pour toutes.

7. M. Regnault a proposé, il y a quelques années, un autre procédé de correction, relatif à l'étude des chaleurs spécifiques des solides, et dans lequel la température ambiante n'intervient pas ([1]). Ce procédé, exposé par M. Pfaundler, d'après M. Regnault, consiste à étudier le refroidissement (ou le réchauffement) du calorimètre, pendant une période initiale qui précède l'expérience (cette période étant elle-même partagée en divers intervalles). On observe de même pendant l'expérience (période moyenne); quand celle-ci est supposée finie, on observe encore le refroidissement (période finale). Cela fait, on prend comme abscisse la température moyenne de la période initiale, et comme ordonnée la perte moyenne correspondante pendant une minute (ou tout autre intervalle) : on inscrit le point ainsi déterminé; on détermine un point semblable pour la période finale; on joint ces deux points par une ligne droite et l'on admet que, pour chaque température de la période moyenne correspondant à l'une des abscisses qui coupent cette ligne, la perte est exprimée par l'ordonnée correspondante. On

---

([1]) *Annales de Chimie et de Phsique*, 4e série, t. XI, p. 260.

somme ces pertes, ainsi calculées, pour toute la durée de l'expérience.

En d'autres termes, on admet que, pour chacune des températures du calorimètre, l'excès de la perte actuelle sur la perte initiale est proportionnel à l'excès de la perte finale sur la perte initiale.

Ce procédé de correction donne, en général, de bons résultats, parce qu'il englobe les causes de refroidissement constantes qui ne dépendent pas de la température ambiante. Cependant la proportionnalité sur laquelle il repose ne saurait être prouvée ni même supposée par un raisonnement tout à fait rigoureux.

8. C'est pourquoi j'ai été conduit à perfectionner ce procédé par l'artifice suivant, qui revient à remplacer la ligne droite caractéristique des pertes par une courbe empirique, dont on détermine autant de points que l'on veut. A cette fin, on opère d'abord comme précédemment, et l'on mesure les pertes des périodes initiale et finale. Cela fait, supposons qu'à la fin de celle-ci l'excès de température de l'eau, par rapport à la température initiale, soit de 4 degrés, par exemple. Cela constaté, et sans autre délai, afin de ne pas modifier les conditions ambiantes, on enlève une fraction de l'eau du calorimètre, que l'on remplace par un volume d'eau égal, à une température un peu plus basse, de façon que le mélange total présente seulement un excès de 3 degrés (ou $3\frac{1}{2}$ degrés) par rapport à la température initiale. On mesure alors la vitesse du refroidissement pendant cinq minutes, par exemple; puis on remplace de nouveau un volume d'eau du calorimètre par un volume égal d'eau plus froide, de façon à ramener l'excès à 2 degrés; on mesure la vitesse du refroidissement correspondante, et ainsi de suite. On possède alors tous les éléments d'un système de correction, aussi voisin que possible des conditions mêmes de l'expérience, et dans lequel les hypothèses contestables des autres méthodes se trouvent écartées.

Ces détails, qui paraîtront peut-être un peu minutieux au lecteur, pourront, je crois, rendre service aux expérimentateurs, toutes les fois qu'ils ne réussiront pas à exécuter leurs essais dans un temps assez court pour supprimer toute correction, ce qui est toujours préférable.

ÉLECTRO-DIAPASON A MOUVEMENT CONTINU;

Par M. MERCADIER.

(Société de Physique, séance du 23 mai 1873.)

Cet instrument est un diapason, dont le mouvement est entretenu électriquement par des moyens extrêmement simples.

Ce diapason AA′ est vissé dans un madrier en chêne porté sur trois vis calantes (formant un triangle isoscèle dont la base est parallèle à la direction des vibrations de l'instrument). Un petit électro-aimant à résistance très-faible N est fixé sur un montant M, en face de l'une des branches A du diapason, qui porte en arrière un fil de platine ou d'acier *a*, de 1 centimètre de longueur environ, destiné à servir de *style interrupteur*.

Une plaque *interruptrice* en platine, P, est soudée sur la tête d'une vis de réglage mobile dans un écrou E, fixé, soit à une planchette indépendante de l'appareil, soit au montant M, et placé entre les deux branches du diapason, un peu en arrière (1). La plaque est en face du fil *a*, de façon que le contact ait lieu (2) *lorsque les branches se rapprochent*.

Le rhéophore positif d'une pile est mis en communication avec l'écrou E, et par suite avec la plaque interruptrice; le négatif avec le style interrupteur (*a* ou *a′*) par l'intermédiaire du fil de l'électro-aimant *b*, et de la tige du diapason. Enfin les styles sont serrés entre le diapason et des plaques de laiton C, C′, maintenues à l'aide d'une vis et des goupilles *g*, qui empêchent tout déplacement latéral de ces plaques.

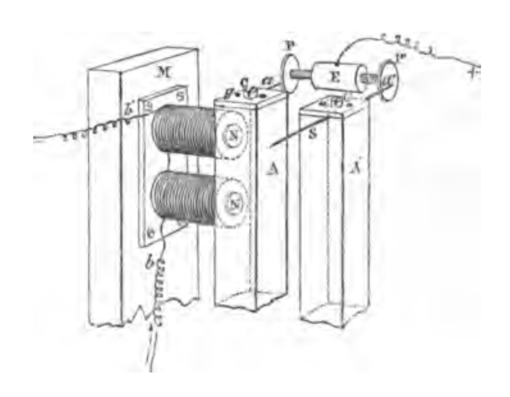
---

(1) Pour ne pas compliquer la figure, on n'a pas représenté le support de l'écrou E, auquel on peut donner la forme que l'on veut.

(2) Si l'on veut enregistrer les vibrations du diapason, on peut employer un style S en fil d'acier de $0^{mm},3$ de diamètre environ; on peut alors le faire déborder des deux côtés du diapason, et faire servir la partie antérieure S d'enregistreur, et la partie *a′* d'interrupteur, en disposant la plaque interruptrice P′ comme l'indique la figure. Malgré l'oxydation du fil d'acier sous l'influence des étincelles d'induction, l'appareil fonctionne d'une manière continue pendant des journées entières, parce que le bout du fil et le point de la plaque qu'il touche restent toujours brillants, les particules d'oxyde formé étant projetées tout autour.

Dans ces conditions, il suffit d'approcher des fils *a* ou *a'* les plaques P ou P', à l'aide de la vis qui les supporte. Dès que le contact a lieu, le courant de la pile passe, l'électro-aimant agit, les

Fig. 1.



branches A et A' s'écartent; mais aussitôt que le contact entre P et *a* ou P' et *a'* cesse, l'électro-aimant se désaimante; les deux branches se rapprochent pendant ce temps, le contact se rétablit, et ainsi de suite. L'électro-aimant doit donc produire ainsi sur le diapason des attractions périodiques en nombre égal à celui des vibrations de l'instrument, et qui entretiennent sa force vive et son mouvement. On voit, en effet, au premier contact du style et de la plaque interrupteurs, le diapason vibrer *de lui-même :* le style interrupteur vibre synchroniquement; on fait varier sa distance à la plaque jusqu'à ce qu'on ait obtenu l'amplitude vibratoire maximum ou toute autre, suivant ce qu'on veut faire; l'instrument est alors réglé et continue à vibrer sans s'arrêter, tant que la pile fonctionne.

Cet appareil si simple a donc la propriété de pouvoir être mis en vibration *continue*.

De plus, quelles que soient l'intensité de la pile, la distance de l'électro-aimant au diapason et sa hauteur le long de la branche en face de lui, quelle que soit, en un mot, l'amplitude des vibrations du diapason, ces vibrations conservent, malgré la dissymétrie de la disposition adoptée, un synchronisme remarquable.

En effet, on peut inscrire sur un cylindre recouvert de papier

enfumé les vibrations du diapason et en même temps les battements d'une pendule à secondes par l'intermédiaire d'un électro-aimant, dont la palette est armée d'un style placé à côté de celui du diapason, sur la même génératrice du cylindre. On mesure ensuite sur les graphiques les nombres de vibrations du diapason pendant les secondes successives.

Le tableau suivant contient un certain nombre des résultats ainsi obtenus avec un diapason, en faisant varier la vitesse du cylindre, l'amplitude de la vibration et la longueur du style enregistreur [1].

	Nombre de vibrations complètes.	Écarts extrêmes.	Erreurs relatives extrêmes.	Écarts moyens.	Erreurs relatives moyennes.	Nature et longueur du style.
Petite vitesse du cylindre	257,47	0,07	0,0003	0,03	0,0001	Style en fil d'acier de $0^{mm},3$ de diamètre, de 29 millimètres de longueur avec *un nœud à 10 millimètres du diapason.*
Vitesse triple	257,41	0,11	0,0004	0,08	0,0003	
Amplitude de 2^{mm}	257,64	0,08	0,0003	0,03	0,0001	Même style de 22 millimètres de longueur, *sans nœud.*
Amplitude de 5^{mm}	257,60	0,14	0,0005	0,05	0,0002	
Diapason non entretenu	257,75	0,10	0,0004	0,06	0,0002	
	257,56	0,19	0,0007	0,06	0,0002	Deux styles.

On peut, je crois, tirer de l'inspection de ce tableau les conclusions suivantes :

1° Le synchronisme des vibrations de l'électro-diapason existe à moins de 0,001 près.

2° Le nombre de ses vibrations diffère d'une quantité insignifiante de celui qui correspond au diapason vibrant à la manière ordinaire.

---

[1] La deuxième colonne du tableau donne les moyennes des valeurs relevées sur des graphiques comprenant chacun de 7 à 20 secondes consécutives; la troisième donne la différence entre les valeurs maxima ou minima et ces moyennes; dans la quatrième sont les erreurs relatives des nombres de la précédente (rapport de chaque nombre de la colonne 5 aux nombres correspondants de la colonne 2); la cinquième renferme les nombres obtenus en prenant la moyenne de tous les écarts; la sixième donne les erreurs relatives de ces écarts moyens : les nombres qu'elle contient sont la mesure véritable de l'erreur de synchronisme. J'ai cru néanmoins devoir donner les erreurs provenant des écarts extrêmes, pour ne pas laisser le moindre doute sur le degré d'exactitude de l'appareil.

Les deux dernières lignes de ce tableau contiennent les résultats obtenus avec l'appareil, sans entretien électrique, vibrant à la manière ordinaire, avec un seul style et avec deux. La différence entre la moyenne de ses indications, quand il est entretenu ou qu'il ne l'est pas, s'élève à environ 0,10, d'où il résulte, en les prenant les unes pour les autres, une erreur relative de 0,0004 absolument négligeable.

L'électro-diapason est donc un instrument de précision pour la mesure du temps.

Cet instrument peut être employé pour toutes les expériences d'acoustique qui exigent l'emploi de diapasons. En fixant l'écrou E au montant M, et celui-ci à la tige du diapason, on transforme aisément un diapason ordinaire en électro-diapason, tout aussi mobile et pouvant s'appliquer aux mêmes usages; je citerai notamment les expériences de M. Lissajous sur la composition des mouvements vibratoires.

Pour en faire un chronographe, il suffit de le placer en face d'un cylindre recouvert de papier enfumé mis en mouvement, soit à la main, soit à l'aide d'un moteur, et sur lequel un style (tel que celui indiqué en S sur la figure), fixé à l'instrument, en inscrit les vibrations. On obtient, avec des diapasons de 128, 256, 512 vibrations simples par seconde, et un cylindre de 15 centimètres de diamètre, par exemple, des sinusoïdes dont l'amplitude peut aller (même avec un diapason 512) à 4 ou 5 millimètres. On a ainsi des 64e, 128e, 256e de seconde parfaitement égaux; mais on peut aller plus loin de la manière suivante :

Le tracé graphique étant terminé, on arrête le diapason; en faisant tourner celle des trois vis calantes du pied de l'appareil qui est au sommet du triangle qu'elles forment, la pointe du style enregistreur se trouve soulevée au-dessus du papier. On tourne le cylindre en sens inverse, de façon à le ramener au point de départ : on abaisse de nouveau le style au moyen de la vis. Si alors on fait tourner de nouveau le cylindre, et *si l'on a eu soin de placer les pointes des trois vis dans des crapaudines métalliques fixes,* la pointe du style décrit une hélice qui coupe la sinusoïde précédente

Fig. 2.

ABCDE... en deux parties parfaitement égales, de telle sorte que, si les distances AC, CE, EG,... représentent par exemple des 256e de seconde, les distances *mn*, *no*, *pq*,..., déterminées par les in-

tersections de la sinusoïde avec la ligne médiane, représentent des 512e de seconde, c'est-à-dire une division du temps correspondant au nombre de vibrations *simples* de l'électro-diapason employé. Par l'emploi de cet artifice bien connu, j'ai pu avoir, avec le cylindre ci-dessus indiqué, des 512e de seconde représentés sur les graphiques développés par des longueurs *mn*, *no*,..., égales à 3 millimètres, et dont les extrémités sont ainsi nettement déterminées (condition de précision indispensable) par les intersections, sous un angle assez grand, d'une droite et d'une courbe. Il suffit pour cela de faire tourner le cylindre avec une vitesse d'environ trois tours par seconde, très-facile à obtenir.

Pour pouvoir se servir de la ligne médiane, il faut qu'elle soit bien distincte de la sinusoïde. Pour cela il faut que les tracés graphiques soient très-fins, ce qu'on peut toujours aisément réaliser. Il faut de plus que l'amplitude de la courbe soit assez grande.

On augmente l'amplitude :

1° En donnant au diapason la forme d'une pyramide quadrangulaire tronquée;

2° En en rapprochant l'électro-aimant autant que possible;

3° En élevant cet électro-aimant autant qu'on le pourra le long de la branche du diapason qui lui fait face;

4° En augmentant l'intensité du courant électrique employé;

5° Enfin en choisissant convenablement la nature et la longueur du style enregistreur.

Avec les styles triangulaires en clinquant qu'on emploie habituellement, on ne peut dépasser l'amplitude du diapason même. Avec un style formé d'un fil rigide élastique, on peut au contraire amplifier cette amplitude; mais alors il faut donner au fil une longueur convenable.

En employant, comme je l'ai indiqué plus haut, un fil d'acier de $0^{mm},3$ de diamètre, il ne faut pas dépasser une longueur de 30 millimètres, afin d'avoir une vibration assez énergique pour qu'il en résulte un bon enregistrement sur le cylindre. En deçà de cette limite, il faut éviter les longueurs comprises entre 24 et 27 millimètres environ, pour lesquelles se présentent des anomalies de telle nature, que le style affecte des formes de vibration complexes qui en rendent l'enregistrement à peu près impossible, et qui, de plus, affaiblissent, jusqu'à l'éteindre quelquefois, le mou-

vement du diapason. Jusqu'à 24 millimètres, le style vibre d'ensemble, comme le diapason, avec des amplitudes croissant avec la longueur; de 27 à 30 millimètres, il présente un nœud dont la distance au diapason est variable, et l'extrémité libre a une amplitude décroissante.

On peut obtenir ainsi, au bout du style, une amplitude double et même triple de celle des points du diapason [1].

LATIMER CLARK. — On a voltaïc standard of electromotive force (Sur une unité de force électromotrice); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XX, p. 444; 1872.

(Traduit par M. Cornu.)

En 1861, une Commission fut désignée par l'Association britannique pour l'avancement des sciences pour s'occuper des unités de résistance électrique et ultérieurement de diverses unités relatives aux mesures électriques. Les Rapports furent présentés en 1862, 1863, 1864, 1865 et 1867.

Ils recommandèrent l'adoption d'un système d'unités électromagnétiques basées sur le mètre et le gramme; les relations de ces unités étant telles que l'unité de force électromotrice, agissant sur un circuit ayant l'unité de résistance, donne l'unité de courant, et que l'unité de courant passant pendant l'unité de temps produit l'unité de quantité d'électricité.

La Commission présenta des types représentant l'unité de résistance (connue sous le nom d'*unité* de l'Association britannique ou *ohm*), l'unité de capacité électrostatique ou condensateurs de grandeur telle que, lorsqu'ils sont chargés avec l'unité de force électromotrice, ils contiennent un multiple de l'unité d'électricité (connue sous le nom de *faraday*).

Aucun type de force électromotrice n'a été construit jusqu'ici; en fait, on a rencontré beaucoup de difficultés en le cherchant. Les moyens mécaniques, tels que la rotation d'un conducteur dans un

---

(1) Ces indications pratiques sur le mouvement complexe d'un pareil style suffisent pour l'objet qu'on a en vue ici. C'est un cas particulier du mouvement complexe d'une tige élastique dont un point est animé d'un mouvement vibratoire. J'ai terminé une première série d'études sur ce mouvement, qui vont être prochainement publiées.

champ magnétique d'intensité connue sont trop compliqués pour les usages ordinaires, les couples thermo-électriques sont trop variables, et les couples voltaïques, qui constitueraient la forme de type le plus convenable, ont été jusqu'ici trouvés si peu constants qu'ils sont inapplicables. L'élément Daniell, qui a été le plus souvent employé pour cet usage, varie ordinairement de 5 pour 100 et plus, sans cause apparente.

Partant de la conviction que, si des conditions semblables peuvent être assurées, elles doivent donner la même force électromotrice, l'auteur fut conduit à faire une série d'expériences, pendant plus de quatre années, qui l'ont conduit à la découverte d'un couple voltaïque qui est sensiblement constant et uniforme dans sa force électromotrice.

Ce couple est composé de mercure pur comme élément négatif, le mercure étant couvert par une pâte obtenue en faisant bouillir du sulfate de mercure dans une solution complétement saturée de sulfate de zinc, l'élément positif consistant en zinc pur reposant sur la pâte. La meilleure méthode de former ce couple est de dissoudre du sulfate de zinc à saturation dans de l'eau distillée bouillante.

Après refroidissement, la solution est séparée des cristaux et mêlée en pâte épaisse avec du sulfate de mercure pur; on fait bouillir le tout pour chasser l'air, puis on verse la pâte sur la surface du mercure, préalablement chauffé dans un vase de pile convenable; un morceau de zinc pur est alors suspendu dans la pâte, et le vase peut être scellé avec un mastic à la paraffine. Le contact avec le mercure s'obtient avec un fil de platine descendant à travers un tube collé dans l'intérieur du vase et plongeant dans le mercure, ou mieux à l'aide d'un petit tube soudé au vase et débouchant près du fond.

Le sulfate de mercure (Hg^2SO^4) se trouve dans le commerce; mais on peut le préparer en dissolvant du mercure pur en excès dans de l'acide sulfurique chauffé au-dessous de son point d'ébullition. Le sel, qui est une poudre blanche presque insoluble, doit être bien lavé dans de l'eau distillée; on doit prendre bien soin de l'obtenir pur de sulfate de peroxyde de mercure, dont la présence se révèle par la solution jaune que produit l'addition d'eau.

La force électromotrice des couples ainsi formés est remarquable comme uniformité et constance, si l'on a soin de ne pas fermer le

circuit et de ne pas le laisser s'affaiblir par le travail intérieur. Une longue série de comparaisons a été faite entre des éléments variés, parmi lesquels plusieurs construits depuis un grand nombre de mois : on a trouvé que la plus grande variation relative n'a pas différé de la valeur moyenne de plus d'un millième de la valeur totale de la force électromotrice; une divergence aussi grande était d'ailleurs assez rare et pouvait bien être due à de petites différences de température.

On a fait quelques expériences pour déterminer la variation de la force électromotrice produite par la température : la moyenne des résultats montre que cette force électromotrice décroît avec la température d'environ 0,06 pour 100 pour chaque degré centigrade; par exemple, 1 élément donna des valeurs relatives de 0,9993 à 0 degré C. et 0,9412 à 100 degrés. Entre ces limites, la variation paraît proportionnelle à la température. Ces résultats demanderaient toutefois à être vérifiés.

Cet élément n'est pas destiné à la production des courants, car sa force électromotrice baisse immédiatement lorsqu'on le fait travailler dans un court circuit. Il est destiné à servir de type de force électromotrice, pour la comparaison avec d'autres éléments, soit par l'emploi d'électromètres, de condensateurs ou d'autres moyens n'exigeant pas l'usage d'un courant prolongé. L'auteur trouve que la méthode la plus délicate pour faire ces mesures consiste dans l'emploi de son *potentiomètre*.

Comme il était désirable de déterminer la valeur de la force de l'élément en mesures absolues et en fonction des unités de l'Association britannique, on a exécuté une série de déterminations très-soignées avec l'électrodynamomètre construit pour la Commission de l'Association et décrit dans son Rapport pour 1867, et aussi avec une boussole des sinus légèrement modifiée.

Valeur moyenne de la force électromotrice d'un couple type exprimée en volts.

Par l'électrodynamomètre (18 observations)......	1,45736
Par la boussole des sinus (13 observations)......	1,45621
Moyenne.	1,45678

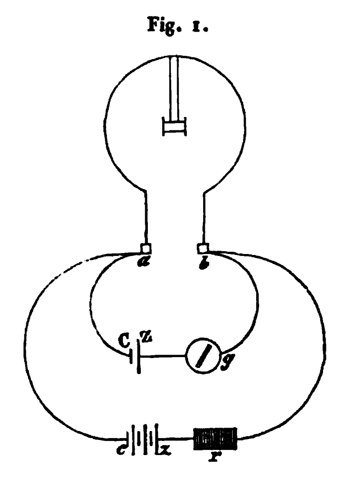
ou, comme on ne peut attacher aucune importance aux décimales d'ordre supérieur à la troisième, 1,457 *volt* (¹), ou unité de force électromotrice de l'Association britannique, égalent 145700 unités électromagnétiques absolues.

La valeur de la composante horizontale de l'intensité magnétique terrestre, nécessaire pour la détermination à l'aide de la boussole des sinus, a été chaque jour très-obligeamment fournie par l'astronome royal.

Une nouvelle disposition a été employée dans ces deux séries d'observations; elle a pour effet d'éviter que les couples en expérience ne produisent aucun travail ni courant.

Le diagramme ci-joint (*fig.* 1) indique l'arrangement : *a* et *b* sont les extrémités de l'instrument de mesure; le couple type (CZ)

Fig. 1.



est en communication avec ces extrémités par l'intermédiaire d'un galvanomètre *g*; une pile auxiliaire *cz* est aussi en communication, par les mêmes pôles, avec ces extrémités, de manière à envoyer un courant à travers l'instrument dans la même direction.

On règle la force de la pile auxiliaire soit en variant le nombre des éléments, soit en employant le rhéostat *r* de manière à contrebalancer exactement la force du couple type et à réduire ainsi au

(¹) Le *volt* est la force électromotrice, ou différence du potentiel, qui, aux deux extrémités d'un fil, ayant l'unité de résistance, produirait l'unité de courant.

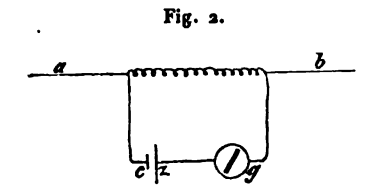
zéro l'aiguille du galvanomètre g; en d'autres termes, les extrémités (a, b) sont maintenues à une différence de potentiel égale à la force électromotrice du couple type (CZ), et le courant qui traverse l'instrument est fourni entièrement par la pile auxiliaire.

Cette méthode a aussi l'avantage d'être complétement indépendante de la résistance du couple type.

Les usages de cet élément type n'ont pas besoin d'être longuement décrits aux électriciens expérimentateurs. On l'emploiera à déterminer la force électromotrice d'autres éléments à l'aide d'un électromètre ou par la décharge d'un condensateur. Un condensateur ayant une capacité de $\frac{1}{1,457}$ farad, chargé par le couple type, contiendra une unité de quantité d'électricité (1 *weber* de l'Association britannique) ou $\frac{1}{10}$ de l'unité absolue de quantité.

Il sera aussi d'une grande utilité pour maintenir un courant d'une force connue à travers un circuit quelconque, condition qu'on a souvent à remplir dans des recherches expérimentales.

Fig. 2.



Ainsi, si l'on désire produire dans un circuit quelconque (a, b) (*fig.* 2) un courant égal à l'unité de courant de l'Association britannique ($\frac{1}{10}$ de l'unité absolue), il suffit d'intercaler dans le circuit un fil (R) ayant une résistance de 1,457 *ohms*, de mettre en communication avec les deux extrémités de ce fil les pôles du couple type c, z à travers un galvanomètre g, et de varier la force du courant en a, b, de façon à maintenir le galvanomètre au zéro; le courant qui passera à travers le circuit (ab) sera égal à une unité de courant de l'Association britannique, ou 1 *weber* par seconde, quelle que soit sa longueur ou résistance.

En variant la résistance de R ou le nombre des couples (c, z), on peut, à volonté, maintenir un courant donné; inversement, la valeur d'un courant quelconque peut être mesurée en variant la résis-

tance R de façon à ramener le galvanomètre à zéro. La valeur du courant sera alors

$$C = \frac{1,457}{R} \textit{ weber par seconde.}$$

Il est évident aussi que, connaissant la valeur de la force électromotrice du couple type, on peut déterminer très-rapidement la composante horizontale du magnétisme terrestre en un point donné avec une simple boussole de sinus ou de tangentes.

En résumé, l'unité de potentiel électrique ne le cède en importance qu'à celle de résistance électrique, et l'usage d'un pareil couple type, combiné avec l'emploi d'une pile auxiliaire, comme on l'a décrit ci-dessus, admet une variété d'applications qui sera certainement très-appréciée dans les recherches d'électricité.

TH. EDELMANN. — Apparat zur Objectivdarstellung der Metallspectren (Appareil pour la projection des spectres des métaux); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 119; 1873.

(Traduit par M. Bouty.)

On sait que l'on réussit à montrer les spectres des métaux à un auditoire nombreux au moyen de la lampe électrique. On peut arriver au même résultat par un procédé moins pénible et moins coûteux. J'ai trouvé que la flamme d'un chalumeau à gaz, alimenté par le gaz d'éclairage et l'oxygène, développe, sous la pression ordinaire, une lumière métallique intense quand elle contient un mélange de picrate d'ammoniaque et d'un sel métallique approprié.

Ma lampe spectrale se compose de deux tubes concentriques; le gaz d'éclairage arrive par l'espace annulaire, l'oxygène par le tube intérieur. Au-dessus, on fixe un cône creux de charbon de cornue (*fig.* 1), à l'extrémité duquel on enflamme le gaz. On prépare autant de cônes de charbon que l'on veut produire de spectres métalliques différents. A cet effet, on broie ensemble dans un mortier le picrate d'ammoniaque et le sel métallique choisi, et l'on en fait avec de l'alcool une pâte dont on revêt, au moyen d'une spatule, l'intérieur du cône de charbon, qu'on laisse ensuite sécher à la température ordinaire. La lampe spectrale est disposée pour être introduite dans

la lanterne de Duboscq. On emploie la lumière du sodium pour disposer la fente, les lentilles, le prisme et l'écran. Il est bon, par conséquent, de préparer deux cônes à sodium.

On élève d'abord le plus possible le tube à oxygène dans une boîte à étoupes, disposée verticalement à cet effet; on ouvre ensuite le robinet du gaz, on l'enflamme et l'on ouvre le robinet du tube à oxygène; on abaisse ensuite lentement ce dernier tube et l'on règle le courant gazeux de manière à obtenir le plus grand dégagement de lumière.



Fig. 1.



Les métaux qui se prêtent le mieux à ce genre d'expériences sont le sodium, le thallium, l'indium (pour ces derniers, il suffit d'une très-petite quantité de matière), le calcium, le strontium, le baryum et le cuivre. Les sels les plus convenables sont, pour le sodium, le thallium, l'indium et le calcium, le chlorure; pour le strontium et le baryum, le chlorate ou le nitrate; et, pour le cuivre, le nitrate ou le chlorure. On réussit encore avec le lithium, le bismuth et le potassium; mais le phénomène, dans ce cas, n'est pas très-brillant.

Les spectres ainsi obtenus sont exempts de lumière blanche et peuvent atteindre, en projection, 70 centimètres de long sur 30 centimètres de hauteur. Cette méthode est employée depuis plusieurs années déjà aux Cours de Beetz et de von Bezold.

Les lampes spectrales sont fabriquées dans mon atelier. On y prépare aussi les produits chimiques et les cylindres de charbon.

Remarquons, en terminant, que l'emploi du picrate d'ammoniaque peut être d'une grande utilité dans tous les travaux sur les spec-

tres. Cette substance s'obtient aisément pure, et les spectres deviennent, par son emploi, assez lumineux pour montrer nettement des lignes qui pourraient autrement passer inaperçues à cause de leur peu d'intensité.

AUG. DE LA RIVE ET ÉDOUARD SARASIN. — **Sur la rotation sous l'influence magnétique de la décharge électrique dans les gaz raréfiés et sur l'action mécanique que peut exercer cette décharge dans son mouvement de rotation**; *Archives des Sciences physiques et naturelles*, nouvelle période, t. XLV, p. 387; 1873.

Dès 1868, M. de la Rive avait découvert que le pôle d'un fort aimant imprime un mouvement rapide de rotation à la décharge électrique qui s'en échappe en traversant un gaz raréfié. Plücker montra ensuite que cette action obéit aux lois de l'électrodynamique, et qu'elle est identique à celle que le même aimant exercerait sur un courant circulant dans un fil qui occuperait la place de la décharge.

M. de la Rive reprit l'étude de ce phénomène en 1866; il chercha à reconnaître l'influence de la nature du gaz en opérant avec l'air, l'azote, l'hydrogène, plus ou moins chargés de vapeurs d'eau, d'alcool ou d'éther. Il trouva, en effet, que l'action du magnétisme sur la décharge varie notablement dans ces différents milieux, ce qui ne peut tenir qu'à des différences de constitution moléculaire.

Le Mémoire dont nous parlons en ce moment, comme celui que les mêmes auteurs ont publié en 1871, est encore consacré à de nouvelles recherches sur le même sujet. Elles ont été faites avec un appareil analogue à celui qui avait servi aux expériences de 1866. Il se compose de deux cylindres de verre, fermés à leurs extrémités par des plaques de laiton bien mastiquées, et portant des robinets qui permettent d'y faire le vide et d'y introduire divers gaz à des pressions connues. Dans l'intérieur de ces bocaux, on fait jaillir l'étincelle de la machine Ruhmkorff entre une boule de cuivre placée dans l'axe et un anneau de laiton concentrique. Chacun de ces deux cylindres repose d'ailleurs sur l'un des pôles d'un gros électro-aimant, animé par une pile de 30 ou 40 couples Bunsen.

Les observateurs ont étudié d'abord l'influence de la pression du gaz sur la vitesse de rotation du jet électrique. Après avoir constaté que cette vitesse était bien la même dans les deux bocaux, remplis

d'abord d'un même gaz à la même pression, on faisait varier la pression dans un des bocaux en la maintenant constante dans l'autre.

On trouve ainsi que la vitesse de rotation diminue quand la pression augmente et que le rapport de ces vitesses est un peu moindre que le rapport inverse des pressions correspondantes.

En opérant sur des gaz différents, on reconnaît que la vitesse de rotation varie à peu près en raison inverse des densités.

Les expériences ont montré très-nettement que la rotation du jet électrique est accompagnée d'un mouvement analogue des molécules gazeuses. Les observateurs l'ont constaté en plaçant au centre de l'anneau métallique, au-dessous de la boule légèrement relevée à cet effet, un petit tourniquet d'ivoire terminé par une palette de verre très-mince.

Toutes les fois que l'étincelle, dans son mouvement de rotation, rencontrait la palette de verre, elle lui donnait une impulsion, qui ne tardait pas à communiquer une vitesse très-sensible au tourniquet. Dans l'hydrogène, pour des pressions inférieures à 1 millimètre, on a observé des vitesses de rotation allant jusqu'à 54 et même 110 tours en 30 secondes. Dans ce cas, d'ailleurs, le jet électrique se divise en une multitude de filets lumineux, comme le ferait un courant pénétrant dans un liquide conducteur; chacun de ces jets tourne avec une vitesse considérable, de sorte que le phénomène revêt l'apparence d'une lame lumineuse continue et immobile, au milieu de laquelle il est curieux de voir tourner très-rapidement un corps qui présente relativement à elle une masse très-grande.

Quand l'aimant met ainsi en mouvement le jet électrique, le courant d'induction, qui produit ce jet, éprouve un affaiblissement. Pour le constater, une portion de ce courant, sensiblement proportionnelle au courant principal, était dérivée dans un galvanomètre très-délicat placé loin de l'électro-aimant. La différence des indications de ce galvanomètre, suivant qu'on faisait agir ou non l'électro-aimant, indiquait un affaiblissement très-notable dans le cas où le jet électrique entraînait le tourniquet; mais, quand ce dernier n'était pas placé dans l'appareil, et que l'entraînement n'avait plus lieu que sur la masse gazeuse, la diminution d'intensité devenait très-faible : ce qui explique comment elle avait échappé aux observateurs dans leurs précédentes expériences; elle n'est pas appréciable d'ailleurs avec l'hydrogène.

MM. de la Rive et Sarasin ont cherché à déterminer à quelle cause doit être attribué cet affaiblissement du courant. Bien qu'ils ne croient pas pouvoir encore donner une conclusion à cet égard, le résultat de leurs expériences semble cependant justifier l'explication qui se présente le plus naturellement à l'esprit, et qui consiste à regarder le phénomène comme la conséquence de la dépense de force mécanique que le courant est obligé de faire pour entraîner le gaz et le tourniquet.

J. MAURAT.

Dr A. STOLETOW. — On the Magnetizing-Function of soft iron, especially with weaker decomposition-powers. (Sur la fonction magnétisante du fer doux spécialement pour de faibles courants); *Philosophical Magaz.*, t. XLV, p. 40; 1873.

Soit un cylindre infiniment long de fer doux placé dans un champ magnétique d'intensité constante; la force magnétisante étant R, m le moment magnétique de l'unité de volume du cylindre, le rapport $k = \frac{m}{R}$ sera un nombre abstrait dépendant de la valeur R; si l'on connaissait k pour toutes les valeurs de R, la théorie de Poisson et les développements que Kirchhoff y a ajoutés permettraient de calculer l'aimantation d'une pièce de fer doux de forme quelconque placée dans un champ magnétique quelconque. Inversement, la connaissance de l'aimantation d'une pièce de forme connue dans un champ connu permet de calculer k. Lorsque la pièce a la forme d'un ellipsoïde de révolution allongé, la théorie indique que son moment magnétique, rapporté à l'unité de volume, est donné par la formule

$$m = \frac{kX}{1 + kS} = kR,$$

X étant la force magnétisante qui agit parallèlement au grand axe, et S une constante qui dépend de la forme de l'ellipsoïde (1).

En réduisant les observations de Weber et de Quintus Icilius,

(1) Si σ est l'inverse de l'excentricité de l'ellipsoïde,

$$S = 4\pi\sigma(\sigma^2 - 1)\left(\frac{1}{2}\log \text{nép.} \frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \frac{1}{\sigma}\right).$$

et en exprimant R au moyen des unités de Gauss (la seconde, le millimètre et le milligramme), M. Stoletow montre que k croît rapidement pour de petites valeurs de R, atteint un maximum pour les valeurs de R voisines de 50, puis décroît; M. Riecke a observé de son côté la même chose, c'est-à-dire une augmentation de R avec l'allongement de l'ellipsoïde, et un accroissement de k avec l'accroissement de R. La diminution de k pour les grandes valeurs de R est bien connue. C'est le phénomène de la saturation des aimants.

M. Stoletow a cherché sur une autre forme d'électro-aimant à vérifier cette loi. La pièce dont on étudie le magnétisme est un anneau de fer doux, à section rectangulaire. Un fil (primaire) fait un certain nombre de tours n autour de l'anneau, il est en communication avec une pile; un second fil fait n' tours autour du même anneau et il est en communication avec un galvanomètre. En renversant brusquement le sens du courant, on donne naissance à un courant instantané d'induction dans le second fil. La force électromotrice totale de ce courant se compose de deux parties : l'une produite par le changement de magnétisme du fer, l'autre par l'induction directe d'un fil sur l'autre; toutes deux sont proportionnelles à l'intensité de l'inducteur et au produit du nombre de tours, de sorte qu'on a

$$E = 4nn'i(4\pi k M + P),$$

M et P étant des constantes à calculer d'après les dimensions de l'anneau et des tours de fil, k ayant le même sens que plus haut, et la valeur de R la force magnétisante moyenne, c'est-à-dire $\frac{2niM}{S}$.

E et l'intensité i de l'inducteur sont mesurés en unités absolues. Le courant i passait dans une spirale de dimensions connues, dont on déterminait le magnétisme par comparaison avec le magnétisme terrestre par les procédés classiques. La détermination de E ou plutôt de $\frac{E}{i}$ s'obtenait en faisant agir sur le galvanomètre à la fois le courant primaire et le courant induit, en ayant soin de faire passer chacun de ces courants tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre. Les résistances de tous les éléments du circuit étaient d'ailleurs connues par comparaison avec une unité du Comité britannique.

Les résultats expérimentaux sont renfermés dans le tableau suivant, qui ne contient que quelques-uns des nombres de M. Stoletow:

R	k	R	k
4,3	21,5	32,1	174
9,2	40,9	40,4	169
13,7	76,5	71,8	136
16,5	113,5	140	82
23,2	157	307	42

On voit que le maximum semble avoir lieu pour une valeur de R plus faible que celle déduite des expériences de M. Quintus Icilius et Weber, et pour une même valeur de R les résultats de M. Stoletow sont de 50 pour 100 plus forts que ceux des observateurs précédents. Les difficultés que présentent les mesures, les différences de constitution des divers échantillons de fer doux, peuvent expliquer ce désaccord.

Il est singulier que le moment magnétique m, qui est, somme toute, une fonction de R, changeant de signe avec R, ne soit pas pour de très-petites valeurs de la variable proportionnel à cette variable, et que le principe si universel de la proportionnalité des petits effets aux petites causes soit en défaut ici; avant d'admettre une dérogation à ce principe, il serait utile de s'assurer que le procédé employé pour mesurer l'intensité du magnétisme acquis par l'anneau de fer doux n'est pas sujet à contestation. Or rien ne démontre que, après les deux passages en sens inverse, l'aimantation du fer doux a exactement changé de signe, et, de plus, rien ne démontre que ce renversement de l'aimantation s'opère assez brusquement pour qu'on puisse admettre que l'arc d'impulsion mesure bien la somme des courants induits successivement par les modifications du magnétisme du fer doux.

A. Potier.

F. RUDORFF. — Ueber die Löslichkeit von Salzgemischen (Sur la solubilité des mélanges de sels); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 456; 1873.

Dans ce premier Mémoire, l'auteur étudie les mélanges de deux sels ayant un principe commun, soit l'acide, soit la base.

Deux groupes se dessinent bien nettement :

I. Si l'on chauffe, avec une quantité d'eau déterminée, un mélange de deux sels du premier groupe, en proportion telle que par le refroidissement, il se dépose une certaine quantité de l'un et de l'autre des sels, on obtient une solution saturée dans laquelle chacun des trois éléments (l'eau et les deux sels) est en un équilibre stable que l'addition d'un excès de l'un des deux sels ne peut troubler. Les mélanges de cette catégorie étudiés par l'auteur sont :

1. Chlorure d'ammonium et nitrate d'ammoniaque.
2. Iodure de potassium et chlorure de potassium.
3. Chlorure de potassium et chlorure d'ammonium.
4. Chlorure de potassium et chlorure de sodium.
5. Chlorure de sodium et chlorure d'ammonium.
6. Nitrate d'ammoniaque et nitrate de soude.
7. Nitrate de potasse et chlorure de potassium.
8. Nitrate de soude et chlorure de sodium.
9. Sulfate d'ammoniaque et chlorure d'ammonium.
10. Nitrate de potasse et nitrate de plomb.
11. Chlorure d'ammonium et chlorure de baryum.
12. Sulfate de soude et sulfate de cuivre.
13. Chlorure de sodium et protochlorure de cuivre.

II. Avec les sels de la deuxième catégorie, il n'en est plus de même. Si l'on prépare une dissolution de la manière indiquée plus haut, c'est-à-dire si l'on chauffe avec un poids d'eau déterminé une quantité des deux sels suffisante pour qu'il se dépose, par refroidissement, une portion de chacun des sels employés, en un mot, si l'on fait une dissolution saturée du mélange des deux sels, on reconnaît que cette dissolution, chauffée avec une nouvelle quantité de l'un ou de l'autre des deux sels, ne présente plus, après refroidissement, une composition identique à sa composition primitive : une certaine quantité du sel ajouté s'est dissoute, et une portion de l'autre sel s'est précipitée, portion d'autant plus grande que l'on a ajouté une plus grande quantité du premier.

Ainsi 30 grammes de sulfate de potasse et 80 grammes de sulfate d'ammoniaque, ayant été chauffés longtemps avec 100 centimètres cubes d'eau, et la dissolution refroidie à 25 degrés environ, on par-

tagea le liquide en portions de 15 centimètres cubes, et l'on mit ces portions en contact à chaud, respectivement avec :

1° —	2gr	sulfate de potasse;
2° —	3	»
3° —	4	»
4° —	2	sulfate d'ammoniaque;
5° —	4	»
6° —	5	»

et l'on refroidit chacune des dissolutions à 19 degrés environ.

Les dissolutions, séparées dans chaque cas de l'excès de sel par filtration, donnèrent à l'analyse, par 10 grammes de la dissolution, les résultats suivants :

Dissolution initiale :

0gr,339 sulf. de pot. + 3gr,797 sulf. d'amm. = 4gr,196.

Dissolution après l'expérience :

1° —	0gr,440	sulf. de pot.	+ 3gr,522	sulf. d'amm.	=	3gr,962;
2° —	0,476	»	+ 3,361	»	=	3,837;
3° —	0,494	»	+ 3,326	»	=	3,820;
4° —	0,263	»	+ 3,888	»	=	4,151;
5° —	0,205	»	+ 4,080	»	=	4,285;
6° —	0,177	»	+ 4,115	»	=	4,292.

Si l'on change les proportions du mélange initial, on observe des faits du même ordre; trois dissolutions faites en employant chaque fois 100 grammes d'eau, mais des quantités de sels différentes :

1° —	30gr	sulf. de potasse et	80gr	sulf. d'amm.
2° —	30	»	70	»
3° —	12	»	80	»

ont donné, après refroidissement à 19 degrés, pour un même poids, 100 grammes de dissolution :

1° —	3gr,39	sulf. de potasse et	37gr,9	sulf. d'amm.
2° —	4,25	»	35,9	»
3° —	3,01	»	39,0	»

L'auteur a observé des phénomènes analogues avec les mélanges :

15. Nitrate de potasse et nitrate d'ammoniaque;
16. Nitrate de baryte et nitrate de plomb;
17. Nitrate de strontiane et nitrate de plomb;
18. Sulfate de cuivre et sulfate de fer;
19. Sulfate de magnésie et sulfate de zinc.

VIOLLE.

A.-F. SUNDELL. — On galvanic induction. (Sur l'induction galvanique); *Philosophical Magazine*, t. XLV, p. 283; 1873.

M. Edlund a proposé la formule

$$\frac{i}{r}\left(a\cos\theta + \frac{3}{4}\,kh\cos^2\theta\right)\cos\theta_1\,ds\,ds_1,$$

pour représenter la force électromotrice totale induite sur l'élément ds_1 par le passage subit du courant i dans l'élément ds; θ et θ_1 étant les angles que forme la ligne de longueur r qui joint les milieux de ces éléments avec chacun d'eux; a, b, k et h étant des constantes dont la dernière, suivant les hypothèses théoriques de M. Edlund, est la vitesse de l'*éther* dans le courant inducteur. Cette formule ne diffère de celle bien connue de M. Felici :

$$\frac{i}{r}\,a\cos\theta\,\cos\theta_1\,ds\,ds_1,$$

que par l'introduction du terme en $\cos^2\theta$.

On sait que la formule de M. Felici, celle de Weber, celle de Neumann, conduisent au même résultat lorsque le courant inducteur est fermé, ce qui est le cas pratique; on peut donc en dire autant de la formule de M. Edlund, toutes les fois que le terme en $\cos^2\theta$ disparaît par l'intégration. Tel est le cas de deux circuits circulaires, perpendiculaires à la droite qui joint leurs centres : la force électromotrice totale induite est alors une fonction des rayons et de la distance des centres, qui peut être calculée. M. Sundell a

fait plusieurs séries d'expériences de ce genre, et obtenu des résultats conformes à ceux que le calcul indiquait *a priori*.

Si l'on se place dans une autre position, il n'en sera plus toujours de même : tel serait le cas de deux circuits circulaires placés, l'un dans le plan des xy, ayant son centre à l'origine, l'autre dans le plan de yz; si l'on s'astreint, de plus, à la condition que l'axe des y et celui des z soient tous deux extérieurs au circuit induit, la force électromotrice totale, calculée avec les formules ordinaires, est nulle; le second terme de la formule de M. Edlund subsiste seul après l'intégration, et l'on démontre facilement que la force électromotrice ne peut être nulle dans cette seconde hypothèse. Des expériences conduites dans ce sens permettraient donc de décider de l'existence de ce second terme dans la formule véritable. M. Sundell, n'ayant pu réussir à placer rigoureusement les circuits dans cette position théorique, remarque que, des deux termes de la formule de M. Edlund, le premier terme change de signe avec la direction du courant, tandis que le second ne change pas; en se plaçant donc approximativement dans les conditions sus-indiquées, et changeant le sens du courant inducteur, on doit obtenir, sinon deux courants induits égaux de même sens, au moins deux courants qui seront inégaux et de signe contraire. L'expérience montre au contraire que, dans la limite des erreurs d'observations, le changement de sens de l'inducteur produit seulement un changement de sens de l'induit. M. Sundell, partisan de la formule de M. Edlund, en conclut seulement que le facteur kh, bien que contenant la vitesse de l'éther dans le circuit, est petit relativement à a.

Or si ce terme est si petit (1) qu'il est impossible de le mettre en évidence par ce procédé, on ne peut dire que les expériences de M. Sundell confirment la formule proposée par M. Edlund. Cette formule a d'ailleurs l'inconvénient grave qu'elle conduit à deux

(1) Dans la formule déduite par M. Edlund de ses hypothèses sur la nature du courant, $\frac{1}{\sqrt{k}}$ serait, d'après les expériences de Weber, 440000 kilomètres par seconde, h la vitesse de l'électricité, pour laquelle il prend un nombre donné par M. Walker (30000 kilomètres); pour la constante a, dont la valeur numérique devrait être indiquée par la théorie, M. Edlund remarque seulement que ah est plus petit que 1, ce qui ne saurait conduire à une limite *inférieure* au rapport $\frac{kh}{a}$.

résultats différents, suivant qu'on compte les arcs dans un sens ou dans l'autre. Il n'y a donc aucune raison d'abandonner les formules connues.

A. Potier.

Aloïs SCHULLER. — Ueber die Messung von Rotationgeschwindigkeiten (Sur la mesure des vitesses de rotation); *Annales de Poggendorff*, XLVI, 497; 1872.

Le procédé employé par l'auteur est une application de la méthode des coïncidences. Prenons un disque transparent, mi-partie en verre rouge et vert, dont un secteur a été recouvert de papier noir, de telle sorte que les trois couleurs embrassent chacune un tiers de la circonférence. Ce disque est mobile autour d'un axe horizontal, et tourne au devant du pendule d'une horloge astronomique. La tige de ce pendule porte une fente verticale éclairée par derrière qui, dans la position d'équilibre du pendule, se trouve dans le plan vertical de l'axe de la lunette d'observation. Si le disque est au repos, ou exécute dans une seconde un nombre exact n de tours; l'observateur aperçoit la même couleur à chaque passage de la fente. Mais si la vitesse de rotation diffère de $\frac{1}{10}$ d'un nombre exact de tours, la couleur observée changera du rouge au vert et au noir, par exemple, et de telle sorte que, entre deux changements successifs, du rouge au vert, il s'écoulera exactement dix secondes. Il suffira, d'après cela, d'observer l'intervalle des deux passages, pour déterminer la fraction dont la vitesse diffère d'un nombre exact de tours par seconde. Ce nombre lui-même devra être déterminé par un autre procédé.

La méthode ordinaire consistant à faire passer un cordon sans fin, muni d'un repère, sur une poulie dépendant de l'axe et sur une poulie folle extérieure, pourra être employée faute d'autre meilleure à la détermination approximative de la vitesse.

L'explication donnée par l'auteur est incomplète. Soit $n+\frac{p}{q}$ le nombre qui mesure la vitesse de rotation, $\frac{p}{q}$ étant une fraction irréductible $<\frac{1}{2}$. Projetons sur le disque, supposé immobile, les

positions successives de la fente à chaque observation; ces positions sont les sommets d'un polygone étoilé de q côtés, et tombant tantôt dans une couleur, tantôt dans une autre, très-irrégulièrement, en apparence, mais cependant de manière que l'ordre des couleurs



n'est jamais *interverti;* par exemple, si l'on passe du rouge au vert, d'une observation à la suivante, on ne passera jamais directement du vert au rouge. La succession des couleurs redevient la même au bout de q secondes, et le passage du rouge au vert s'est exécuté p fois, dans cette période, ce qui déterminera la fraction $\frac{p}{q}$. La figure ci-contre se rapporte à $\frac{p}{q} = \frac{2}{5}$.

Si l'on a $\frac{p}{q} > \frac{1}{2}$, la succession des couleurs s'exécute du vert au rouge, et la valeur absolue de la fraction se détermine sans difficulté. Dans le cas de la figure, on aurait $\frac{p}{q} = \frac{3}{5}$.

E. Bouty.

J.-L. DIETRICHSON. — Von einem neuen Tiefenthermometer (Sur un nouveau thermomètre pour les grandes profondeurs); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 298; 1873.

Cet appareil est construit de telle sorte que les indications du thermomètre ne soient nullement influencées par les pressions extérieures, souvent énormes, que l'appareil peut avoir à supporter. Un petit thermomètre à boule, très-sensible, est placé, la boule en haut, dans une enveloppe métallique d'une capacité assez grande, et il est maintenu en place simplement par un bouchon. L'enveloppe est aussi résistante que l'on veut, et peut s'attacher à la ligne de sonde. L'appareil étant descendu dans la mer, par exemple, à la

profondeur voulue, on attend le temps nécessaire pour que le thermomètre ait bien pris la température de l'eau environnante. On laisse alors tomber une masse annulaire un peu lourde le long du fil de sonde, cette masse vient frapper la branche supérieure d'un levier rattaché solidement par un étrier à la partie inférieure de l'enveloppe métallique du thermomètre. Ce levier bascule et, pressant sur un fort tube de plomb qui termine à la partie inférieure l'enveloppe métallique, le tord et amène la rupture de la tige du thermomètre en un point voisin de la boule; en ce point, on avait donné d'avance un coup de lime. Quand on a retiré l'appareil de l'eau, on le démonte, on recueille la portion brisée de la tige du thermomètre, on mesure la longueur de la colonne de mercure qu'elle contient, et l'on en déduit sans peine la température au moment de la rupture.

VIOLLE.

J. SIRKS. — Ueber die Krone des Nordlichtes (Sur la couronne de l'aurore boréale); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 112; 1873.

Le savant hollandais dont nous analysons le Mémoire nomme couronne le point de convergence apparent des rayons de l'aurore. Des observations simultanées de l'ascension droite et de la déclinaison de la couronne, faites en divers lieux du globe, principalement le 4 février 1872, établissent que les directions correspondantes ne convergent pas exactement vers un même point de l'atmosphère. La couronne n'est pas un véritable point de convergence : pour chaque station, elle indique seulement la direction moyenne de rayons peu divergents, qui s'étendent dans l'atmosphère au-dessus d'une portion peu étendue de la surface terrestre. Presque sans exception, la hauteur de la couronne est un peu plus faible que l'inclinaison magnétique au lieu de l'observation, et son azimut un peu inférieur à la déclinaison, et, par suite, la direction moyenne des rayons coïncide à peu près avec celle de l'aiguille d'inclinaison. On est donc porté à penser que tous les arcs lumineux ont pour origine le pôle magnétique du globe, et qu'ils se propagent, suivant des courbes magnétiques, autour de l'aimant terrestre.

Le Mémoire dont nous venons de faire l'analyse est fort intéressant. Il confirme un résultat auquel M. Laussedat était déjà arrivé, et qu'il a publié dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* du 26 février 1872. L'auteur ne semble pas avoir eu connaissance de la Note du savant français. Nous croyons utile d'en reproduire le début, qui fait connaître l'historique de la question :

« Les observations de l'aurore boréale du 4 février, faites en France et en Belgique, dans une zone de plus de 7 degrés en latitude, depuis Barcelonnette jusqu'à Louvain, ont permis de vérifier, avec plus d'exactitude qu'on n'avait pu le faire jusqu'à présent, ce fait intéressant que : *les rayons de l'aurore sont, en chaque station, parallèles à la direction de l'aiguille aimantée librement suspendue par son centre de gravité.*

» Arago ne doutait pas de l'exactitude de cette loi de physique terrestre qu'il énonce dans les termes suivants, au chapitre V de sa Notice sur les aurores boréales.

« Lorsqu'il jaillit des colonnes lumineuses des diverses régions » de l'arc, leur point d'intersection, celui que certains météoro» logistes ont appelé le *centre de la coupole,* se trouve dans le » méridien magnétique et précisément sur le prolongement de » l'aiguille d'inclinaison. »

« Malgré la forme très-affirmative sous laquelle cette loi est présentée, Arago n'en conseille pas moins « de répéter partout ce » genre d'observations, moins, dit-il, pour établir entre les au» rores boréales et le magnétisme terrestre une connexion géné» rale, dont personne ne peut douter aujourd'hui, qu'à raison des » lumières qu'il doit répandre sur la nature intime du phénomène » et sur les *méthodes géométriques* d'après lesquelles on a quel» quefois déterminé sa hauteur absolue. »

» D'ailleurs quelle démonstration a-t-on donnée jusqu'à ce jour de cette loi et jusqu'à quel point les physiciens l'admettent-ils?

« Wilke, qui s'est occupé de ce sujet, dit Kœmtz ([1]), *a cherché* » *à prouver* que tous les rayons étaient parallèles à l'aiguille d'in» clinaison. »

» Nous avons voulu, à notre tour, profiter de l'occasion, si rare à nos latitudes, qui s'est présentée le 4 février, pour mettre hors de

([1]) Kœmtz, *Cours complet de Météorologie*, traduit par M. Ch. Martins, p. 425; 1858.

doute la loi formulée par Wilke et dont l'énoncé ne diffère pas géométriquement de celui d'Arago. »

On voit que le fait signalé par M. Sirks n'était pas inattendu. Après le travail de M. Laussedat et le sien, le point qui reste en litige est de savoir si la loi de Wilke est exacte, ou si elle n'est qu'approchée. E. BOUTY.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXX. — Octobre 1873.

BERTHELOT. — *Recherches calorimétriques sur l'état des corps dans les dissolutions. — Recherches sur les sels métalliques et sur les sels ferriques en particulier* (4e Mémoire), p. 145.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVI. — Septembre 1873.

ALFRED M. MAYER. — *Effets de l'aimantation. Changement des dimensions des barres de fer et d'acier. Accroissement de la capacité intérieure des cylindres de fer creux*, p. 177.

E. EDLUND. — *Recherches sur la nature de la résistance galvanique et déduction théorique de la loi d'Ohm, et des formules relatives à la chaleur dégagée par un courant électrique*, p. 201.

ROBERT MOON. — *Mesure du travail dans la théorie de l'énergie*, p. 219.

GEORGE BIDDELL AIRY. — *Expériences sur l'action exercée sur de petits aimants voisins par des aimants d'acier puissants, par des barreaux de fer doux aimantés et par des bobines galvaniques*, p. 221.

JAMES STUART. — *Recherches sur l'attraction qu'exerce une bobine galvanique sur une petite masse magnétique* (Appendice au Mémoire précédent), p. 231.

R. CLAUSIUS. — *Nouveau théorème de mécanique relatif aux mouvements stationnaires*, p. 236.

Lord RAYLEIGH. — *Sur les lignes nodales d'une plaque carrée*, p. 246.

ROBERT MOON. — *Réponse à quelques remarques du professeur Challis, sur les objections récemment opposées aux principes reçus d'hydrodynamique*, p. 247.

4e série. — Tome XLVI. — Octobre 1873.

FREDERICK GUTHRIE. — *Relations entre la chaleur et l'électricité statique*, p. 257.

R. CLAUSIUS. — *Nouveau théorème de mécanique relatif aux mouvements stionnaires*, p. 266.

R.-C. NICHOLS. — *Détermination de la chaleur spécifique des gaz et des vapeurs sous volume constant*, p. 289.

F. ZÖLLNER. — *Température et constitution physique du Soleil*, p. 290.

ALFRED TRIBE. — *Flacons à densité pour les liquides spontanément inflammables au contact de l'air*, p. 308.

CHALLIS. — *Sur les principes de l'hydrodynamique; réponse à M. Moon*, p. 309.

Annales de Poggendorff.

Tome CXLIX. — N° 5. — Année 1873.

A. WINCKELMANN. — *Sur l'absorption de chaleur produite par la dissolution des sels, et sur les chaleurs spécifiques des solutions salines*, p. 1.

W. MÜLLER. — *Sur les changements de volume qui accompagnent les combinaisons sans changement d'état*, p. 33.

H. HERWIG. — *Influence de l'électricité libre répandue à la surface d'un conducteur, sur les phénomènes électrodynamiques*, p. 44.

E. RIECKE. — *Remarques sur la position des pôles d'un aimant*, p. 62.

C. SZILY. — *Le principe dynamique d'Hamilton dans la thermodynamique*, p. 74.

E. EDLUND. — *De l'action chimique des courants, et de la distribution de l'électricité libre à la surface des conducteurs*, p. 87.

E. EDLUND. — *Sur l'explication que Bezold a donnée des courants de disjonction*, p. 99.

A. WÜLLNER. — *Spectres des gaz contenus dans les tubes de Geissler*, p. 103.

J. SIRKS. — *Sur la couronne de l'aurore boréale*, p. 112.

M.-TH. EDELMANN. — *Appareil pour projeter les spectres des métaux*, p. 119.

C. BENDER. — *Détermination du frottement dans la machine d'Atwood*, p. 122.

SEKULIC. — *Phénomène remarquable d'interférence*, p. 126.

Tome CLXIX. — N° 6. — Année 1873.

A. SEEBECK. — *Propagation du son dans les tuyaux courbes et ramifiés*, p. 129.

A.-F. SUNDELL. — *Recherches sur la force électromotrice de contact et thermo-électrique développée au contact de quelques alliages avec le cuivre*, p. 144.

F. KOHLRAUSCH. — *Équivalent électrochimique de l'argent*, p. 170.

A. WEINHOLD. — *Expériences de pyrométrie*, p. 186.

L. LORENZ. — *La résistance électrique en valeur absolue*, p. 251.

E. MACH. — *Remarque sur l'historique du procédé indiqué par M. Mousson, pour mesurer la dispersion de la lumière*, p. 270.

G. QUINCKE. — *Nouvelle méthode pour vérifier la graduation d'un cercle divisé*, p. 270.

ÉGALITÉ DES CONSTANTES NUMÉRIQUES FONDAMENTALES DE L'OPTIQUE ET DE L'ÉLECTRICITÉ;

PAR M. A. POTIER.

Le rapport entre l'unité électromagnétique d'électricité et l'unité électrostatique est une vitesse ([1]). Cette vitesse a été mesurée d'abord par M. Weber, puis par MM. Thomson et Maxwell, qui ont trouvé :

Weber..............	311000 kilomètres par seconde;
Thomson	282000 »
Maxwell............	288000 ([2]) »

Les différences entre ces divers nombres s'expliquent par les nombreuses mesures à effectuer pour arriver au nombre cherché, et les causes d'erreur, inévitables dans chacun des procédés, employés et dont le sens ne peut pas toujours être précisé. Il est toujours certain que cette vitesse ne s'éloigne pas sensiblement de la vitesse de la lumière, telle qu'elle a été mesurée directement, par les deux procédés de MM. Fizeau et Foucault, 298000 kilomètres par seconde, et qu'elle lui est peut-être égale.

L'identité inattendue de deux nombres ayant une origine si différente a porté deux savants, M. Maxwell et M. Lorenz ([3]), à chercher quel sens on pouvait attacher à cette coïncidence. Par des procédés analogues, ils sont arrivés à cette conclusion, que le milieu qui propage les ondes lumineuses est en même temps celui qui propage les actions électriques. Pour tous deux, les vibrations

([1]) Si une sphère de rayon R, ou un condensateur de même capacité, est chargée de manière que son potentiel soit l'unité, puis déchargée à travers un fil n fois par seconde, l'intensité moyenne du courant qui traversera le fil, en mesure électrostatique, sera nR; si l'on détermine n de manière que le courant ait pour valeur moyenne le courant d'intensité 1 dans le système électromagnétique, nR sera la valeur du rapport des deux unités d'électricité; le rapport entre ces deux unités est donc une vitesse. (Pour plus de détails, *voir* les articles de MM. Cornu et Terquem, t. I, p. 7 et 383 de ce Journal.)

([2]) Si, comme M. Lorenz le suppose, les résistances absolues du Comité Britannique sont erronées de $2\frac{1}{2}$ pour 100, ces deux derniers nombres deviendraient 287 et 295.

([3]) *Poggendorff's Annalen*, 1867.

qui, dans la théorie des ondulations, constituent la lumière, seraient des courants électriques se propageant dans les milieux transparents. Tous les deux, adoptant les idées de Faraday, font jouer aux milieux isolants ou diélectriques un rôle prépondérant dans toutes les actions électrodynamiques et électrostatiques ([1]).

J'exposerai ici la marche suivie par M. Maxwell dans son important *Traité d'Électricité et de Magnétisme*.

I. — Rôle des diélectriques.

Si l'on réunit les deux faces d'un condensateur par un fil métallique, en un des points duquel on fait naître une force électromotrice, il se produit, pendant que le condensateur se charge, un courant agissant sur les aimants et les courants comme un courant fermé, et qui cesse rapidement. L'expérience montre que la quantité de ce courant dépend, toutes choses égales d'ailleurs, de la nature de la lame isolante ou diélectrique. Ce courant jouissant de toutes les propriétés connues des courants fermés ordinaires, nous admettrons que le circuit est réellement fermé par le diélectrique. Dès lors les lois de Faraday s'appliquent à ce courant presque instantané qui accompagne l'accumulation de l'électricité; notamment celle-ci : *l'intensité du courant ou la quantité d'électricité qui traverse une section quelconque du circuit (y compris le diélectrique) est la même quelle que soit cette section*. La différence entre un conducteur et un diélectrique est celle-ci : tant qu'une force électromotrice agit dans un conducteur, elle produit un courant qui lui est proportionnel, qui cesse avec elle, et qui, une fois éteint, laisse le conducteur dans l'état où il était avant l'action de la force; quand une force électromotrice constante agit sur un diélectrique, elle n'y détermine aucun courant, mais maintient seulement un état d'équilibre particulier, une *charge*. Si cette force varie, la charge varie, et ces variations produisent des courants qui leur sont proportionnels; c'est ainsi qu'un corps élastique, soumis à l'action de forces extérieures, prend une forme déterminée et fixe, tant que ces forces ne varient pas; tandis qu'il se déforme et que ses différentes par-

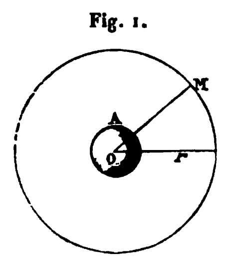
([1]) Cf. Faraday, *Exp. Researches*, 3073.

ties se déplacent quand ces forces changent. Si, par exemple, on supprime la force électromotrice qui maintient le condensateur chargé, il se décharge immédiatement, et la quantité d'électricité qui traversera une section du fil réunissant les armatures (quantité qui, au signe près, est celle qui avait traversé cette section pendant la charge) est encore la quantité d'électricité accumulée sur les faces du condensateur.

On sait calculer, d'après les dimensions d'un condensateur, la densité de l'électricité accumulée en chaque point de l'armature; elle est proportionnelle à la résultante des forces attractives et répulsives en ce point. Cette résultante, qui est normale à la surface de l'armature, est ce que nous appelons la force électromotrice. En adoptant le langage proposé, nous dirons que chaque unité de la surface de l'armature a été traversée par une quantité d'électricité proportionnelle à cette force. Pour être conséquent avec l'hypothèse admise, nous admettrons que la même chose a lieu dans l'intérieur du corps isolant. Si donc nous désignons par f, g, h les quantités d'électricité qui ont traversé, en un point quelconque du diélectrique, les unités de surface parallèles aux trois plans coordonnés, ces trois quantités seront proportionnelles aux trois composantes de la force électromotrice en ce point ([1]).

On voit que les phénomènes d'électricité statique ne sont plus considérés que comme les résultats de phénomènes dynamiques,

Fig. 1.



aboutissant à des modifications dans l'état des corps isolants, modifications qui entraînent avec elles l'existence des forces électriques.

([1]) On exprime la même chose en disant qu'il est passé une quantité $\sqrt{f^2+g^2+h^2}$ d'électricité à travers l'unité de surface normale à la droite qui a pour projections f, g, h.

Il est très-important de montrer que la loi de Faraday a pour conséquence la proportionnalité des forces à l'inverse du carré des distances, ou plutôt n'est qu'une autre forme donnée à l'énoncé des mêmes faits. Supposons, en effet, qu'une sphère A soit progressivement chargée d'électricité positive, ce qui ne peut avoir lieu qu'à la condition qu'une quantité égale d'électricité négative soit mise en liberté, et admettons que cette électricité négative soit envoyée à la terre ou reportée à une distance considérable de A. La surface de A forme l'une des armatures d'un condensateur d'épaisseur infinie, dans le sein duquel des courants dirigés dans le sens OM s'établissent et persistent jusqu'à ce que la sphère soit chargée. La quantité d'électricité E qui se trouve sur A sera exactement celle qui aura traversé une surface quelconque entourant A, à cause de la loi de Faraday, et, par exemple, la sphère de rayon r. De sorte que chaque unité de surface de cette dernière sphère a été traversée par une quantité $\frac{E}{4\pi r^2}$ d'électricité, c'est-à-dire proportionnelle à la force électromotrice calculée d'après la loi de Coulomb ([1]).

Nous désignerons la droite dont les projections sur les trois axes coordonnés sont f, g, h par le nom de *déplacement électrique*, et, dans le langage, nous assimilerons l'état d'un diélectrique, limité par des corps électrisés, à un déplacement des diverses parties de ce diélectrique, déplacements qui, comme dans tous les corps élastiques (et isotropes), produisent des forces qui leur sont proportionnelles. Ces forces élastiques internes sont équilibrées par des forces externes appliquées à la surface des corps conducteurs électrisés, normalement à ces surfaces, ces corps électrisés faisant en quelque sorte office de réservoirs de pression.

D'autre part, on sait, par les expériences de Faraday, de M. Felici

([1]) La loi de Faraday s'exprime encore en disant que la quantité d'électricité qui se trouve dans un espace donné est constante, que, par suite, la quantité d'électricité qui entre dans un parallélépipède ayant pour côtés dx, dy, dz est égale à celle qui en sort; donc $\frac{df}{dx}+\frac{dg}{dy}+\frac{dh}{dz}=0$; d'un autre côté, quand V est le potentiel, les composantes de la force électrique sont $\frac{dV}{dx}$, $\frac{dV}{dy}$, $\frac{dV}{dz}$. Si les composantes f, g, h sont proportionnelles à ces composantes, on aura $\frac{d^2V}{dx^2}+\frac{d^2V}{dy^2}+\frac{d^2V}{dz^2}=0$, ce qui est la propriété caractéristique du potentiel des forces variant en raison inverse du carré des distances.

et d'autres observateurs, qu'un condensateur dont les armatures sont en communication avec des sources de potentiel donné se charge de quantités différentes d'électricité, lorsque la substance isolante change de nature. En d'autres termes, le rapport du déplacement électrique à la différence de potentiel, ou à la force électromotrice, est variable avec la nature de cette substance, et plus grand pour tous les solides que pour l'air; ou, ce qui revient au même, que l'attraction de deux masses chargées de quantités données d'électricité est plus forte lorsqu'elles sont séparées par l'air seul, que si toute autre substance est interposée. Ce rapport du déplacement électrique à la force électromotrice est indépendant de la forme du condensateur.

Dans l'air, ce rapport est déterminé par la définition même de l'unité d'électricité; en effet, reportons-nous à l'exemple précédent : si R est le rayon de la sphère A, chargée d'une quantité E d'électricité, la densité de l'électricité sur cette sphère est $\frac{E}{4\pi R^2}$; la force répulsive exercée par cette sphère sur l'unité de masse électrique placée à sa surface est $\frac{E}{R^2}$, puisque la sphère agit comme si la quantité E était tout entière condensée en son centre. Par suite, le déplacement est $\frac{1}{4\pi}$ de la force électromotrice. Si la sphère était plongée dans un milieu diélectrique, et chargée au même *potentiel*, les forces électriques auraient les mêmes valeurs. Mais la quantité d'électricité accumulée sur cette sphère, considérée comme l'une des armatures d'un condensateur d'épaisseur infinie, serait différente. Le rapport $\frac{1}{4\pi}$ de la densité ou du déplacement à la force serait altéré et deviendrait $\frac{k}{4\pi}$, k étant le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique.

Si l'on choisit un autre système de mesure, dans lequel l'unité d'électricité soit V fois plus grande que l'unité du système électrostatique, ce rapport sera altéré; en effet, la quantité d'électricité qui chargeait la sphère serait $\frac{E}{V}$, la densité $\frac{E}{4\pi R^2}\,\frac{1}{V}$; la force exercée sur l'unité nouvelle d'électricité sera, au contraire, V fois plus grande, $\frac{EV}{R^2}$, de sorte que le rapport du déplacement à la force

sera $\frac{1}{4\pi V^2}$ (les unités de longueur, temps et masse restant les mêmes) dans l'air, et $\frac{k}{4\pi V^2}$ dans un diélectrique.

L'existence du coefficient k est admise par tous les physiciens, mais ils diffèrent par l'explication qu'ils donnent de sa nature. Quelques-uns, assimilant l'état des corps isolants, soumis à des influences électriques, à celui du fer doux soumis à des influences magnétiques, imaginent qu'ils sont constitués par des molécules matérielles, se *polarisant* par influence comme des corps conducteurs, séparées par des intervalles remplis d'un fluide tout à fait inerte, à travers lequel se propagent les actions à distance. D'autres, suivant plus rigoureusement les idées de Faraday ([1]), admettent que cette polarisation a lieu dans toute la masse du corps isolant, celui-ci fût-il le vide, et que c'est par l'intermédiaire de cette polarisation que se transmettent les forces électriques. C'est cette dernière polarisation dont le *déplacement* n'est que l'expression mathématique.

Que certains phénomènes accessoires, tels que l'apparente absorption de l'électricité par les condensateurs, nécessitent l'hypothèse que, dans les condensateurs solides, il existe deux milieux superposés, ou une hétérogénéité moléculaire ; que même des hypothèses de ce genre soient utiles pour expliquer comment le pouvoir inducteur varie d'une substance à l'autre, c'est ce que nous n'avons pas à examiner ici. Toutes les théories acceptables doivent conduire à ce résultat que les phénomènes électrostatiques mesurables que nous étudions aient lieu, comme si le coefficient k était constant dans toute la masse diélectrique.

C'est ainsi que, en optique, bien que l'explication de la dispersion, de l'absorption et de l'entraînement partiel de l'éther par la matière en mouvement exigent des hypothèses complexes sur la nature intime des corps, on se contente, dans la théorie de la réflexion et de la réfraction, de l'hypothèse plus simple d'éthers de densités diverses, mais homogènes.

Si nous imaginons donc qu'un fluide spécial, remplissant toute la masse du diélectrique, subisse dans ses diverses parties un déplacement (f, g, h), proportionnel à la force électromotrice, la

---

([1]) *Exp. Researches*, 1298.

valeur de ce déplacement sur les surfaces qui limitent le diélectrique étant la densité superficielle de l'électricité sur ces surfaces, la seule et unique condition à laquelle ce fluide soit assujetti, en vertu des lois de Coulomb, est l'invariabilité de sa densité. En même temps cette invariabilité exprime encore l'impossibilité de charger d'électricité un corps isolant. Si ce fluide, ou un fluide analogue, existe dans les corps conducteurs, la loi de Faraday lui impose encore la même condition, c'est-à-dire celle que Fresnel a dû attribuer à l'éther lumineux.

II. — Courants dans le champ magnétique.

L'expérience montre que des forces électromotrices naissent de la variation des courants. Par conséquent, dans la substance d'un diélectrique placé dans le voisinage d'aimants ou de courants, l'intensité des courants, en un point quelconque, dépend des variations non-seulement des aimants et courants extérieurs au diélectrique, mais aussi des courants qui circulent dans ce diélectrique. Il y a donc des relations nécessaires, à chaque instant, entre les courants des divers points du diélectrique, relations que nous allons chercher à établir. Pour cela, il est bon de rappeler quelques définitions.

Un champ magnétique est un espace dans lequel se fait sentir l'influence d'aimants ou de courants. Ce champ peut être déterminé de différentes manières : 1° on peut donner tous les courants qui agissent, courants qui seront complétement déterminés, si en chaque point de l'espace on donne les quantités u, v, w d'électricité qui traversent, dans l'unité de temps, l'unité de surface parallèle aux trois plans coordonnés ; 2° on peut donner en grandeur et en direction la force qui agirait sur l'unité de masse magnétique placée en un point quelconque : X, Y, Z seront les composantes de cette force ; 3° on peut donner en grandeur et en direction la force électromotrice qui naîtrait en chaque point, si tous les courants et aimants venaient à être supprimés tout à coup : F, G, H seront les composantes de cette force, que nous désignerons par la lettre J. Toutes ces quantités sont, sauf la dernière, directement accessibles à l'expérience ; pour la dernière, sa définition expérimentale est la

suivante : un circuit métallique étant introduit dans le champ, si l'on annule ou éloigne tous les courants, ce circuit sera parcouru par un courant dont la force électromotrice (produit de la résistance par la quantité d'électricité qui a traversé une section quelconque) est la somme des forces électromotrices dues à chaque élément induit; la force J est déterminée par la condition que $J\cos\varepsilon\, ds$ soit la force induite dans l'élément ds, faisant, avec la direction de J, l'angle ε.

Ces trois sortes (u, v, w; X, Y, Z; F, G, H) de quantités étant définies, l'expérience indique entre elles les relations résumées par les trois groupes d'équations

$$(\mathrm{I})\qquad 4\pi u = \frac{dY}{dz} - \frac{dZ}{dy},\quad 4\pi v = \frac{dZ}{dx} - \frac{dX}{dz},\quad 4\pi w = \frac{dX}{dy} - \frac{dY}{dx},$$

$$(\mathrm{II})\qquad X = \frac{dG}{dz} - \frac{dH}{dy},\quad Y = \frac{dH}{dx} - \frac{dF}{dz},\quad Z = \frac{dF}{dy} - \frac{dG}{dx},$$

$$(\mathrm{III})\qquad u = -\frac{1}{4\pi V^2}\frac{d^2F}{dt^2},\quad v = \frac{1}{4\pi V^2}\frac{d^2G}{dt^2},\quad w = -\frac{1}{4\pi V^2}\frac{d^2H}{dt^2},$$

dont la démonstration repose sur le lemme suivant :

Lemme. — Soient p, q, r trois fonctions des coordonnées; dx, dy, dz les composantes de l'élément ds d'un circuit plan très-petit; soient ω_x, ω_y, ω_z les projections de l'aire ω de ce circuit sur les trois plans coordonnés. On aura pour le circuit

$$(4)\qquad \begin{cases} \int(p\,dx + q\,dy + r\,dz) \\ \quad = \omega_x\left(\frac{dq}{dz} - \frac{dr}{dy}\right)_0 + \omega_y\left(\frac{dr}{dx} - \frac{dp}{dz}\right)_0 + \omega_z\left(\frac{dp}{dy} - \frac{dq}{dx}\right)_0, \end{cases}$$

le symbole $(\ )_0$ signifiant qu'on donne aux fonctions la valeur qui convient au centre de gravité de la surface ω. En effet, la valeur de p, pour un point dont les coordonnées sont x, y, z, est

$$p = p_0 + \left(\frac{dp}{dx}\right)_0 \dot{x} + \left(\frac{dp}{dy}\right)_0 \dot{y} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_0 \dot{z},$$

$\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$ étant les coordonnées relatives $(x - x_0)$,... du point x, y, z par rapport au centre de gravité, de sorte que

$$\int p\,dx = p_0\int dx + \left(\frac{dp}{dx}\right)_0\int \dot{x}\,dx + \left(\frac{dp}{dy}\right)_0\int \dot{y}\,dx + \left(\frac{dp}{dz}\right)_0\int \dot{z}\,dz.$$

Les deux premières intégrales sont nulles pour un contour fermé; de plus $\int \dot{y}\,dx = -\int \dot{x}\,dy = \omega_z$; de même $\int \dot{z}\,dy = -\int \dot{y}\,dz = \omega_x$ et $\int \dot{x}\,dz = -\int \dot{z}\,dx = \omega_y$. La première partie $\int p\,dx$ de l'intégrale (4) se réduit donc à

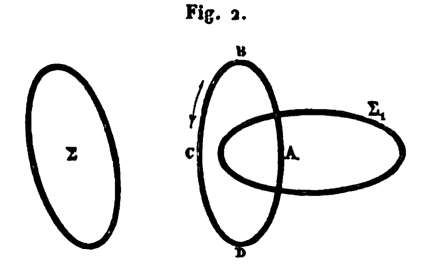
$$\omega_z \left(\frac{dp}{dy}\right)_0 - \omega_y \left(\frac{dp}{dz}\right)_0;$$

en transformant de même les autres expressions, on tombe sur l'équation ci-dessus.

Je remarquerai incidemment que l'application de cette formule est le procédé le plus simple et le plus direct pour passer de la formule d'Ampère à l'action d'un petit courant plan ou d'un solénoïde à base *quelconque*, sur un élément de courant ou sur un autre petit courant plan.

Démonstration du groupe I. — Supposons qu'une masse de fluide magnétique se meuve dans le champ et décrive le chemin ABCDA (*fig.* 2); cherchons à évaluer le travail des forces électromagné-

Fig. 2.



tiques pendant ce mouvement. Par définition, lorsque la masse décrit un élément ds dont les projections sont dx, dy, dz, le travail des forces magnétiques est $X\,dx + Y\,dy + Z\,dz$, et la somme de ces expressions, pour tout le circuit ABCDA, sera le travail cherché. D'autre part, on peut évaluer ce travail en calculant successivement, pour les différents courants qui agissent sur le champ, le travail développé par les forces magnétiques correspondantes.

On sait, en effet, que le travail développé sur une masse magnétique qui se meut en présence d'un courant est le produit de l'intensité du courant par la variation de l'angle solide sous lequel on voit le courant des positions initiales et finales de la masse magné-

tique. Il y aura alors deux cas à distinguer : ou bien le courant ne traverse pas le chemin décrit par la masse comme le courant Σ, auquel cas l'angle sous lequel on voit la courbe Σ de la masse magnétique revient à sa valeur initiale lorsque la masse est revenue à sa position primitive ; ou bien le courant traverse le chemin ABCDA, auquel cas l'angle sous lequel on voit la courbe Σ_1, variant toujours dans le même sens, augmente de 4π lorsque la masse a parcouru le chemin fermé tout entier. Dans le premier cas, le travail des forces magnétiques issues du courant est nul ; dans le second, il est 4π multiplié par l'intensité du courant. Si l'on répète cette opération pour tous les courants du champ, le résultat final sera le produit par 4π de la somme algébrique des courants qui, tels que Σ_1, traversent le chemin décrit par la masse magnétique, ou la quantité d'électricité qui traverse ce chemin.

Si l'on prend comme chemin parcouru par la masse une ligne limitant une unité de surface parallèle au plan yz, ce travail sera $4\pi u$; comme, d'autre part, il est encore égal, par définition, à l'intégrale $\int X dx + Y dy + Z dz$ prise tout le long de ce chemin, intégrale qui, d'après le lemme, se réduit à $\frac{dY}{dz} - \frac{dZ}{dy}$, le groupe I sera démontré.

Groupe II. — Considérons encore une unité de surface parallèle au plan yz, et supposons que tous les courants du champ soient subitement annulés ; la force électromotrice totale dans un circuit limitant cette unité de surface est, par définition, $\int J \cos\varepsilon\, ds$ ou $\int F dx + G dy + H dz$, ou encore, en faisant usage du lemme, $\frac{dG}{dz} - \frac{dH}{dy}$; mais, en vertu de la théorie de Neumann, tant de fois vérifiée par l'expérience, cette force est le travail qu'il faudrait dépenser pour amener de l'infini en ce point un circuit identique parcouru par un courant d'intensité 1, ou un petit aimant de moment 1 si nous adoptons le système électromagnétique, ou encore le travail nécessaire pour faire décrire à l'unité de masse magnétique une longueur égale à 1 dans le sens de la longueur de cet aimant, c'est-à-dire la composante X de la force qui agit sur l'unité de masse magnétique ; donc $X = \frac{dG}{dz} - \frac{dH}{dy}$.

Groupe III. — Supposons que le champ passe d'un état A, pour lequel la valeur de F, G, H soit connue, à un état B dans lequel ces

composantes ont les valeurs F′, G′, H′. Pendant ce temps, l'induction déterminerait le passage, dans un circuit C métallique, d'une certaine quantité d'électricité, qui sera la même, quelle que soit la manière dont le système passe de l'état A à l'état B. Si le champ, après avoir été dans l'état A, s'annule complétement, la force électromotrice totale induite dans le circuit C sera

$$\int \mathrm{F}\,dx + \mathrm{G}\,dy + \mathrm{H}\,dz;$$

si ensuite il repasse à l'état B, la force électromotrice totale induite dans le même circuit sera

$$-\int \mathrm{F}'\,dx + \mathrm{G}'\,dy + \mathrm{H}'\,dz;$$

donc le passage de l'état A à l'état B donne naissance à une force totale

$$\mathrm{P} = \int (\mathrm{F}-\mathrm{F}')\,dx + (\mathrm{G}-\mathrm{G}')\,dy + (\mathrm{H}-\mathrm{H}')\,dz,$$

c'est-à-dire que, si R est la résistance du circuit C, il passe dans ce circuit, pendant le temps θ qui s'est écoulé entre les états A et B, une quantité d'électricité $\frac{\mathrm{P}}{\mathrm{R}}$; pendant ce temps, l'intensité moyenne du courant est $\frac{\mathrm{P}}{\mathrm{R}\theta}$, correspondant à une force électromotrice $\frac{\mathrm{P}}{\theta}$; si le temps θ devient infiniment petit, cette force devient

$$-\int \frac{d\mathrm{F}}{dt}\,dx + \frac{d\mathrm{G}}{dt}\,dy + \frac{d\mathrm{H}}{dt}\,dz;$$

par suite, $-\frac{d\mathrm{F}}{dt}$, $-\frac{d\mathrm{G}}{dt}$, $-\frac{d\mathrm{H}}{dt}$ sont à chaque instant les composantes de la force électromotrice en chaque point. Les composantes f, g, h du déplacement électrique seront donc, si l'on continue à prendre le système électromagnétique en désignant par V le rapport des unités électromagnétique et électrostatique (*voir* § I),

$$-\frac{1}{4\pi\mathrm{V}^2}\frac{d\mathrm{F}}{dt}, \ldots,$$

si le diélectrique est l'air ou le vide.

Le courant, en chaque point, a pour composantes $\frac{df}{dt}$, $\frac{dg}{dt}$, $\frac{dh}{dt}$, d'après la définition des quantités f, g, h; on a donc

$$u = -\frac{1}{4\pi\mathrm{V}^2}\frac{d^2\mathrm{F}}{dt^2}, \quad v = -\frac{1}{4\pi\mathrm{V}^2}\frac{d^2\mathrm{G}}{dt^2}, \quad w = -\frac{1}{4\pi\mathrm{V}^2}\frac{d^2\mathrm{H}}{dt^2}.$$

III. — Conclusion.

L'élimination de u, v, w, de X, Y, Z, entre les groupes I, II, III, donne, en posant $\Theta = \frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz}$ et en représentant par Δ^2 le symbole $\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$,

$$\frac{1}{V^2}\frac{d^2F}{dt^2} = \Delta^2 F - \frac{d\Theta}{dx}, \quad \frac{1}{V^2}\frac{d^2G}{dt^2} = \Delta^2 G - \frac{d\Theta}{dy}, \quad \frac{1}{V^2}\frac{d^2H}{dt^2} = \Delta^2 H - \frac{d\Theta}{dz},$$

équations auxquelles doivent satisfaire F, G, H, et aussi leurs dérivées premières f, g, h et secondes u, v, w.

Or ces équations sont précisément celles [*voir* Lamé, *Théorie de l'élasticité* ([1])] auxquelles doivent satisfaire les petits mouvements d'un milieu élastique incapable de propager des ondes longitudinales, et dans lequel des ondes transversales sont propagées avec une vitesse V. L'identité de la vitesse de la lumière et du rapport des deux unités électriques montrerait donc que les déplacements hypothétiques de l'éther lumineux et ceux du fluide spécial, qu'on a supposé l'agent des manifestations électriques dans le vide, sont soumis aux mêmes lois. Les vibrations lumineuses ne seraient autre chose que des déplacements ou des courants électriques changeant rapidement et périodiquement de sens. La détermination rigoureuse de ces deux vitesses ne saurait donc être poursuivie avec trop de soins et par trop de procédés divers.

NOTE SUR UN BALANCIER ARTICULÉ A MOUVEMENT RECTILIGNE;

Par M. A. PEAUCELLIER,
Ancien Élève de l'École Polytechnique.

On sait que la transformation du mouvement rectiligne alternatif en mouvement circulaire continu est une de celles qui se présentent

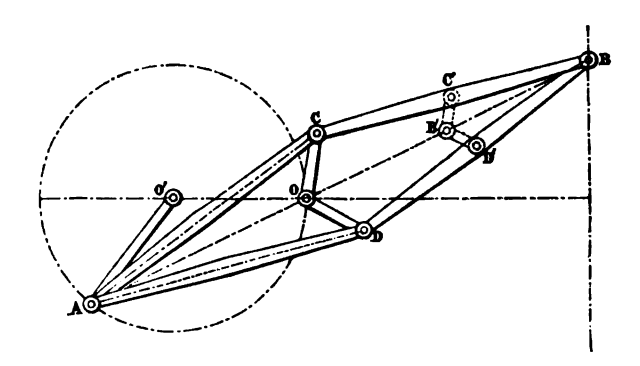
([1]) Ce sont les équations de la page 234, quand on y fait $a = b = c$, ou encore celles des milieux isotropes quand on y fait $\lambda + 2\mu = 0$ et $V^2 = \frac{\mu}{\rho}$.

le plus fréquemment dans la mécanique pratique. Watt l'a réalisée avec un haut degré de perfection. La transmission qu'il a imaginée offre de précieux avantages, en ce qu'elle donne lieu à des mouvements très-continus, sans chocs ni frottements considérables.

Il est pourtant des circonstances où le dispositif imaginé par Watt offre lui-même de graves défauts. Elles se présentent notamment dans la navigation à vapeur, où l'on a intérêt à employer des machines de faible hauteur, peu pesantes et, par suite, à court balancier; mais, en opposition avec cette dernière condition, il faut encore que l'on admette de très-grandes courses de piston, la vapeur devant travailler à longue détente.

Nous nous proposons de faire connaître, par la présente Note, une forme de balancier articulé, à mouvement rectiligne, propre à satisfaire à ces deux conditions contradictoires.

La solution que nous offrons découle directement d'un principe géométrique auquel nous avons été conduit en cherchant à résoudre le problème que s'était posé Watt en créant son parallélogramme.



Ce principe résout rigoureusement la question; il a été communiqué, en 1867, à la Société philomathique de Paris. M. Lipkin, géomètre russe, en a fait la découverte de son côté, mais postérieurement à cette époque. Voici en quoi consiste cette solution :

Concevons un balancier composé de six tiges articulées

$$AC = CB = BD = AD \quad \text{et} \quad OC = OD,$$

dont O soit le centre de rotation fixe. Si l'on assujettit son extrémité A à parcourir un cercle passant par O, ce que l'on obtiendra sans

peine en l'articulant à une bride ou manivelle O'A dont le rayon soit égal à OO', l'extrémité opposée B du balancier parcourra une droite perpendiculaire à la direction OO' et pourra guider, par conséquent, sans autre intermédiaire, l'extrémité de la tige du piston.

On s'assurera sans peine que cet agencement si simple de pièces se prête aux plus longues courses du piston sans nécessiter l'emploi de pièces de forte dimension. Ce balancier pourra donc être relativement petit et doué de toute la solidité désirable, malgré la légèreté de sa construction. Sous ce rapport, il est assimilable aux balanciers évidés dont on trouve, depuis quelques années, des exemples dans l'industrie.

Il est visible, d'ailleurs, que, si l'on prend sur les tiges BC, BD des longueurs égales BC', BD', et qu'on articule les points C', D' avec les pièces C'B', D'B' articulées elles-mêmes en B', ce point B' décrira encore une ligne droite parallèle à celle parcourue par B, pourvu que l'on ait la proportion $\frac{BC'}{C'B'} = \frac{BC}{OC}$. On obtiendra, de la sorte, le moyen de guider très-simplement le piston de la pompe d'alimentation des chaudières.

Ce nouvel organe de transmission, sur lequel nous appelons l'attention, a le mérite de conserver intégralement les propriétés du dispositif imaginé par Watt, tout en supprimant une partie de ses pièces et en augmentant l'amplitude des mouvements. Nous n'insisterons pas, d'ailleurs, sur le théorème de géométrie qui en forme la base, et pour lequel nous renverrons le lecteur à l'intéressant article publié par M. Lemoine, ancien Élève de l'École Polytechnique, dans la livraison du mois d'avril dernier du présent Recueil.

NOTE SUR LES MACHINES MAGNÉTO-ÉLECTRIQUES;

PAR M. HENRI GAY,
Professeur de Physique au lycée d'Orléans.

Si l'on fait communiquer les deux pôles d'une pile avec ceux d'une machine magnéto-électrique, on aimante le fer doux des électro-aimants. Or, le commutateur changeant le sens du courant

lorsque les pôles des aimants et des électro-aimants sont à la distance minima, il en résulte que, si l'aimantation est suffisante, la partie mobile de l'appareil doit se mettre en mouvement et avoir un mouvement continu comme un moteur électro-magnétique.

C'est ce que l'on constate très-aisément sur la machine de Clarke munie de son électro-aimant à gros fil. Le courant de deux piles Bunsen produit une rotation rapide. La machine de Clarke, qui se trouve dans tous les cabinets de Physique, peut ainsi remplacer un moteur électromagnétique.

DÉPERDITION DE L'ÉLECTRICITÉ PAR L'AIR;

PAR M. L. BRION.

Un Mémoire de Matteucci, inséré dans les *Annales de Chimie et de Physique* (3ᵉ série, t. XXVIII, p. 385), a fait concevoir des doutes sur le degré de généralité qu'il convient d'attribuer à la loi de Coulomb. Ces doutes semblent encore subsister; je crois cependant qu'ils ne sont plus permis.

En 1860, M. Charault a soutenu, devant la Faculté des Sciences de Paris, une thèse où il montre que la loi de Coulomb peut être appliquée, dans la limite des erreurs d'observation, au calcul de la déperdition dans l'air sec ou dans l'air humide. L'état hygrométrique, pour certaines expériences de M. Charault, atteignait 0,94.

Le calcul des expériences a été fait au moyen de la formule $F = F_0 m^t$. On détermine, à l'aide de cette formule, les différentes valeurs qu'il faut donner à m pour déduire chaque écart observé de l'écart primitif; les expériences étaient faites par la méthode de Biot, qui consiste à laisser la boule mobile se rapprocher progressivement de la boule fixe. Les différences ne surpassaient pas, en général, 0,001.

Ce qui donne aux conclusions de M. Charault une grande force, c'est que les expériences que Matteucci regardait comme infirmant la loi de Coulomb contribuent au contraire à l'affermir. En effet, avec la quatrième expérience de la page 39 du Mémoire cité, M. Charault a obtenu pour m les nombres

0,997450, 0,997283, 0,997838, 0,997848, 0,997776,
0,997774, 0,997647, 0,997316, 0,997206, 0,996958,

et ces nombres sont, on le voit, presque égaux ; ils le sont certainement dans les limites d'erreur des expériences.

En comparant chaque torsion à la précédente, nous avons obtenu, avec les expériences de la page 402, les valeurs suivantes :

Deuxième expérience.

0,99187, 0,99065, 0,99077, 0,99077, 0,99089, 0,99077;

Troisième expérience.

0,98913, 0,98858, 0,98829, 0,98675, 0,98704, 0,98514,
0,98418, 0,98370, 0,98285, 0,98147, 0,98939, 0,98365.

M. Charault a trouvé, en outre, pour les deux électricités, le même coefficient de déperdition, à la condition d'attendre, avant de faire, avec un support ayant servi pour l'électricité positive, des expériences sur l'électricité négative, ou réciproquement, que l'électricité dont il s'est chargé dans la première expérience se soit dissipée.

Des variations de température de 10 à 15 degrés autour de la température moyenne atmosphérique n'ont pas d'influence sensible sur le coefficient de déperdition.

Dans l'air libre, comme dans la balance, la déperdition s'opère suivant la loi de Coulomb, quel que soit l'état hygrométrique. Dans l'un comme dans l'autre cas, la déperdition, pour le même poids de vapeur, devient plus rapide quand l'état hygrométrique s'élève. Il en est de même, pour un état hygrométrique constant, quand le poids de vapeur augmente.

Il n'y a pas de différence appréciable entre la déperdition dans l'air calme et dans l'air agité.

La déperdition dans l'air libre est plus rapide que dans la balance; c'est ce que Matteucci avait observé.

NOTE SUR UN MODÈLE DE VERNIER DE VERNIER ;

PAR M. MANNHEIM,
Professeur à l'École Polytechnique.

Pour mesurer une longueur avec approximation, on emploie une règle divisée en un grand nombre de parties égales à laquelle on ajoute un *vernier*.

La construction d'une pareille règle est difficilement exacte : le tracé de ses nombreuses divisions est une opération longue ; une simple variation de température pendant cette opération entraîne des différences pour les divisions.

La lecture du vernier est pénible à cause du rapprochement des traits de division qu'il porte.

Afin d'avoir des traits écartés sur la règle et sur le vernier, tout en ne perdant pas l'avantage d'une approximation suffisante pour la mesure d'une longueur, on peut adopter la disposition du modèle ([1]) représenté sur les *fig.* 1 et 2. Voici en quoi consiste ce modèle : on a

Fig. 1.

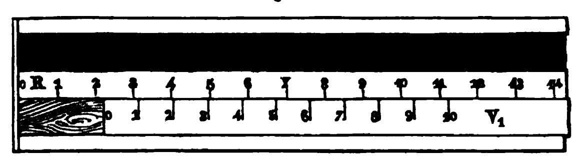
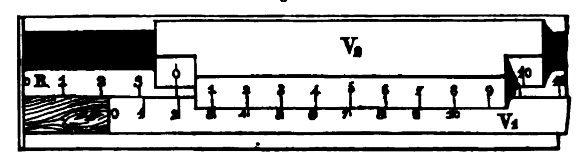


Fig. 2.



employé le bois d'une règle à calculs, portant deux rainures parallèles dans lesquelles glissent deux réglettes ; sur la réglette supérieure, on a fixé une pièce en bois terminée en biseau vers la réglette inférieure.

La portion R comprise entre les deux réglettes porte les divisions de la règle.

La réglette inférieure V_1 porte les divisions d'un premier vernier.

La pièce V_2, fixée sur la réglette supérieure, porte sur son biseau les divisions d'un nouveau vernier. Ces divisions peuvent être amenées en regard de celles de V_1, à l'exception des deux traits extrêmes qui se trouvent sur deux biseaux en retrait du premier, et tels que ces deux traits puissent être amenés en regard des divisions de la règle R.

([1]) Le premier modèle de vernier de vernier a été construit en 1857 ; il a été déposé dans les galeries du *Conservatoire des Arts et Métiers*. Ce modèle porte deux exemples : l'un est relatif aux mesures de longueurs, l'autre à la mesure des angles.

R est divisé en centimètres; V a été construit en partageant 9 centimètres en dix parties égales; V_2 a pour longueur 9 centimètres et 1 millimètre.

V_2, ainsi que V_1, est numéroté de gauche à droite, de zéro à 10.

V_1 est un vernier ordinaire. Supposons qu'après l'avoir employé on ne trouve aucun de ses traits en coïncidence avec ceux de R. Cette coïncidence aurait lieu, par exemple, entre 2 et 3. La longueur à mesurer se compose donc d'un certain nombre de centimètres, de 2 millimètres et d'une fraction de millimètre.

Pour apprécier cette fraction, on amène le trait o de V_2 en regard du trait de R, qui se trouve près du trait 2 de V_1, et l'on cherche le trait de V_2 qui est en coïncidence avec un trait de V_1. Si, par exemple, c'est le trait 5 de V_2 qui est ainsi en coïncidence, on doit ajouter $\frac{5}{10}$ de millimètre au nombre déjà obtenu pour la mesure de la longueur dont on s'occupe.

Dans certains cas, c'est le trait 10 de V_2 que l'on doit employer.

Avec les verniers V_1 et V_2, qui ne portent en tout que 22 traits de division, nous pouvons donc mesurer une longueur à $\frac{1}{100}$ près d'une division de la règle.

GALVANOMÈTRES A RÉFLEXION;

PAR M. RAYNAUD.

1. Le principe des appareils à réflexion est bien connu : on sait qu'un galvanomètre de ce genre, avec l'échelle divisée placée à 75 centimètres ou à 1 mètre du miroir, remplace un galvanomètre des tangentes dont l'aiguille *indicatrice* aurait une longueur de $1^m,50$ ou de 2 mètres, tout en étant impondérable. Les angles de déviations, ramenés dans les limites de l'échelle, étant toujours très-petits, l'intensité du courant pourra être considérée comme proportionnelle aux déviations lues sur l'échelle, dont le zéro correspond à la position d'équilibre de l'aiguille.

2. Pour les courants d'une certaine intensité, on ramène les déviations dans les limites de l'échelle, à l'aide de *résistances* introduites dans le circuit et de *bobines de dérivation* (1).

(1) Même tome, p. 5.

Les dérivations permettent donc de mesurer de forts courants, à l'aide d'instruments très-sensibles, en ne laissant passer dans le galvanomètre qu'une fraction déterminée du courant, $\frac{1}{1000}$ par exemple : on a alors l'intensité cherchée, en multipliant par 1000 l'intensité mesurée.

3. Les galvanomètres se divisent en *galvanomètres sensibles,* destinés à révéler l'existence d'un faible courant, et en *galvanomètres étalons,* destinés à la mesure des intensités.

Les *galvanomètres étalons* sont construits de telle sorte qu'on puisse déterminer exactement les dimensions et positions relatives de leurs parties fixes, et qu'une petite incertitude dans la position des parties mobiles n'introduise pas d'erreur sensible dans la mesure. Le champ de force électro-magnétique dans le voisinage de l'aimant est rendu aussi *uniforme* que possible, et les dimensions de la bobine sont en général très-grandes par rapport à celles de l'aimant.

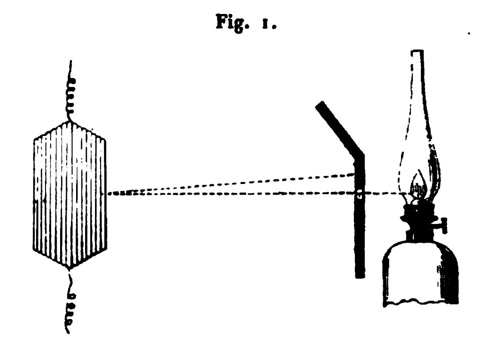
Dans les galvanomètres *sensibles,* tels que ceux de sir W. Thomson, la bobine est disposée de manière que les tours de fil occupent les positions dans lesquelles leur action sur l'aimant est la plus grande; leurs spires sont resserrées dans le voisinage de l'aimant, de telle sorte que celui-ci se meuve dans un champ de force aussi intense que possible. On ne laisse autour de l'aimant que l'espace nécessaire pour qu'il puisse osciller librement. Les premières couches sont formées de fil très-fin pour utiliser davantage les positions les plus avantageuses; mais, en continuant l'enroulement, l'action des spires plus éloignées diminue, et, à la fin, l'accroissement de résistance des nouvelles couches diminue l'effet du courant dans les couches précédentes, plus que leur action ne tend à l'augmenter : aussi fait-on croître le diamètre du fil employé à mesure que l'on s'éloigne de l'aimant.

Les bobines ont la forme représentée (*fig.* 1) : les tours de fil sont circulaires ; leurs plans sont perpendiculaires à l'axe du galvanomètre, lequel passe par leurs centres; la bobine est plate, et l'épaisseur des couches va en diminuant, à mesure qu'on s'éloigne du centre.

Il est facile de se rendre compte de cette forme : soient, en effet, $r \sin\theta$ le rayon d'un des cercles, et $r \cos\theta$ la distance de son centre

au centre du galvanomètre, l la longueur de fil qui coïncide avec ce cercle, i l'intensité du courant qui le traverse, la force magnétique

Fig. 1.



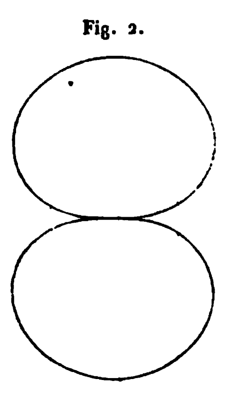
qui s'exerce au centre du galvanomètre dans la direction de l'axe a pour expression $il \frac{\sin\theta}{r^2}$ ou $\frac{il}{a^2}$, en posant $r^2 = a^2 \sin\theta$.

Si donc la surface sur laquelle le fil est enroulé est une surface de révolution (*fig.* 2), dont le méridien a pour équation en coordonnées polaires

$$r^2 = a^2 \sin\theta,$$

tous les tours de fil placés suivant les parallèles auront le même effet; la surface extérieure d'une couche devra donc correspondre à

Fig. 2.



une valeur constante de a; car si a était plus grand dans une position que dans une autre, en transportant le fil de la première position à la seconde on accroîtrait l'effet.

En faisant croître le diamètre du fil à peu près proportionnellement à la distance au centre de sa couche, on reconnaît que l'effet magnétique croît très-peu au delà d'une certaine limite, qui est atteinte dès que les dimensions extérieures arrivent à être un grand multiple de l'espace intérieur.

Si l'on se donne d'avance l'espace qui doit être rempli par le fil, et qu'on veuille employer un fil de diamètre uniforme, isolé avec une soie d'épaisseur connue, un calcul fort simple montre qu'on obtient l'effet maximum avec une résistance extérieure donnée, en donnant au fil un diamètre tel que la résistance extérieure soit à la résistance du galvanomètre comme le diamètre du fil recouvert est au diamètre du fil nu.

La soie qui recouvre le fil est imprégnée de paraffine, et la bobine est plongée dans de la paraffine fondue, couche par couche, au fur et à mesure de l'enroulement. La couche extérieure est recouverte de gomme laque pour empêcher l'humidité de pénétrer dans la bobine.

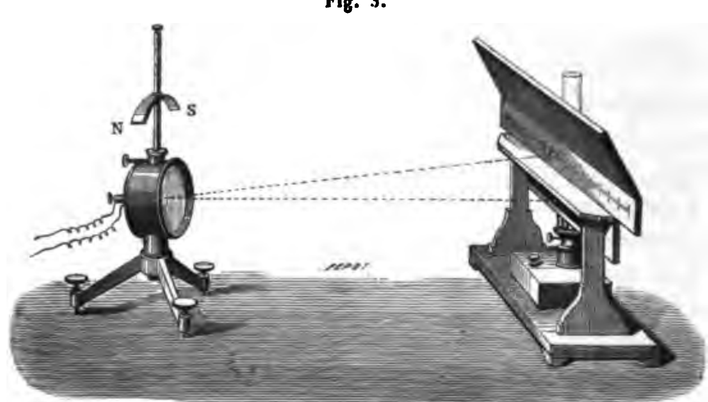
Toutes les fois qu'il faut tenir compte de la résistance du galvanomètre, il importe d'employer du fil aussi conducteur que possible; car, pour un cadre donné, et en négligeant la soie, l'effet magnétique est proportionnel à la racine carrée de la conductibilité du fil. Il faudra donc prendre du fil de cuivre aussi pur que possible; il importe surtout qu'il ne renferme pas de traces de fer ou d'autre métal magnétique. On doit donc vérifier le cuivre employé avant son passage à la filière et examiner s'il agit sur un aimant sensible. Les fils sont passés à la filière d'agate; s'ils sont passés à la filière d'acier, il convient, avant de les recouvrir de soie, de les plonger pendant quelques heures dans un bain d'acide chlorhydrique à froid. On a pensé aussi que la matière colorante verte de la soie renfermait des substances magnétiques : la soie blanche, d'autre part, fatiguant la vue des ouvriers, on a proposé l'emploi de la soie teinte à l'aniline.

Quand il n'y a pas à se préoccuper de la résistance du galvanomètre (c'est-à-dire dans la mesure de résistances extérieures très-grandes, telles que l'isolement d'un câble, ou dans la mesure de courants de décharge), on emploie de préférence du fil de maillechort ou argent allemand, qui a une résistance électrique plus grande; résistance qui est peu altérée par les variations de température.

Enfin des précautions particulières sont prises pour garantir l'isolement des tours de fil dans les galvanomètres destinés à recevoir des décharges : double couche de soie, etc.

4. La *fig.* 3 représente la forme du galvanomètre (à fil court et gros) le plus habituellement employé dans les expériences ordinaires, avec la lampe et l'échelle divisée. L'aimant est suspendu au centre de la bobine; il est fait avec un morceau de ressort de montre, et est fixé au dos d'un petit miroir argenté. Des vis calantes permettent de placer l'appareil de niveau, afin que l'aimant puisse osciller librement. La lumière, qui doit être très-brillante, est

Fig. 3.



fournie par une lampe à huile de paraffine ou de pétrole : la lumière du gaz ne serait pas suffisante. Elle traverse une fente étroite ménagée au-dessous de l'échelle derrière laquelle elle est placée. Pour donner plus de netteté à l'image de la flamme sur l'échelle, on place sur le trajet des rayons réfléchis une lentille convexe qui les concentre sur l'échelle. D'autres fois, ce sont les rayons directs qui sont concentrés sur le miroir à l'aide d'une lentille placée dans un tube en avant de la fente; en faisant varier la position de cette lentille par rapport à la flamme, on peut toujours, quelle que soit la distance de l'échelle au miroir, faire en sorte que le miroir soit le foyer conjugué de la flamme.

Ce système a été perfectionné pour éviter l'absorption des rayons lumineux par leur passage à travers la lentille et obtenir cependant

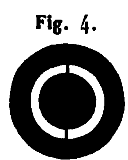
une image bien nette; on emploie un miroir concave, dont la distance focale principale est de $0^{m},50$; on place alors la lampe à 1 mètre du miroir. Au lieu d'un miroir concave, on peut employer aussi une lentille plane convexe dont la surface convexe est argentée; enfin on augmente la précision de la lecture en perçant, au lieu d'une fente étroite, une fente circulaire ou rectangulaire, avec un fil fin métallique qui la traverse verticalement, et qui produit alors une ligne sombre au milieu de l'image lumineuse de la fente.

On détruit l'action du magnétisme terrestre, et l'on ramène le point lumineux où la ligne tombe au zéro de l'échelle, à l'aide d'un aimant directeur NS, mobile le long d'une tige verticale fixée au-dessus de la bobine; un engrenage à vis tangente permet de lui donner un très-petit déplacement dans le sens horizontal. Quand les pôles de l'aimant directeur coïncident avec ceux de l'aimant terrestre, sa force directrice s'ajoute à celle de la terre, et la sensibilité de l'appareil diminue. En faisant alors tourner l'aimant de 180 degrés, on oppose sa force directrice à celle de la terre, et l'on abaisse l'aimant le long de sa tige, jusqu'à ce que ces deux actions se neutralisent; l'appareil est alors à son maximum de sensibilité; car, en continuant l'abaissement, la force directrice de l'aimant l'emporterait sur celle de la terre et diminuerait l'action du courant sur l'aiguille aimantée. Il convient, dans les expériences précises, de placer l'échelle et l'aimant suspendu, au repos, dans le plan du méridien magnétique; dans cette position, l'image doit occuper le zéro de l'échelle.

L'échelle peut glisser sur son support. Le zéro de sa graduation correspond au milieu de sa longueur; mais, si l'on a besoin d'une portée plus considérable, on fait glisser l'échelle de manière à amener le rayon lumineux au repos, sur une des extrémités de l'échelle.

5. *Galvanomètre parlant.* — Dans le galvanomètre employé aujourd'hui comme appareil de réception sur les grandes lignes

Fig. 4.



sous-marines, le miroir et l'aimant sont fixés à un fil tendu par ses deux extrémités dans un petit cylindre en cuivre qui peut glisser

dans l'ouverture centrale (*fig.* 4). La résistance de ces appareils est d'environ 2000 unités britanniques; le circuit total est fractionné en trois circuits partiels, de manière à pouvoir faire varier cette résistance entre certaines limites. Un fort aimant directeur *ns* oblige l'aiguille à revenir rapidement à sa position d'équilibre, quand la force qui l'a fait dévier cesse d'agir.

La suspension ordinaire est prolongée par une tige d'aluminium supportant deux ailettes de même métal, qui plongent dans un cylindre plein d'eau ou d'huile. Cette disposition empêche les trépidations de la salle de se communiquer au miroir et convient aux appareils à réflexion destinés aux cours publics.

(*A suivre.*)

TABLEAU DES ÉLÉMENTS MAGNÉTIQUES DE CERTAINES VILLES DE FRANCE POUR L'ANNÉE 1889.

	INCLINAISON.	DÉCLINAISON.	INTENSITÉ horizontale en unités anglaises.	INTENSITÉ totale en unités anglaises.
Avignon	61°.48′	15°.56′	4,625	9,790
Boulogne	67. 5	18. 6	3,949	10,143
Clermont	63.34	16.22	4,339	9,913
Dijon	64.22	16.30	4,297	9,936
Dôle	64.11	15.59	4,323	9,925
Douai	66.45	17.52	3,996	10,123
Grenoble	62.52	15.42	4,435	9,725
Lyon	63.14	″	4,449	9,878
Marseille	60.32	15.34	4,724	9,605
Metz	65.26	15.52	4,157	9,996
Montpellier	61.35	16.26	4,639	9,746
Reims	65.54	16.37	4,120	10,091
Saint-Etienne	63. 2	14.48	4,464	9,842
Strasbourg	64.39	15.28	4,253	9,935
Vaugirard	65.59	17. 8	4,113	10,043

Août et septembre 1869.

PERRY.

F. ROSSETTI. — Di una curiosa ed elegante experienza elettrica (Une expérience curieuse et élégante d'électricité); *Il Nuovo Cimento*, t. VII-VIII, p. 33; 1872.

Une lame de verre mince porte sur une de ses faces une feuille d'étain taillée en cercle de 12 centimètres de diamètre. Elle est disposée verticalement entre deux tiges métalliques, horizontales, isolées, en contact avec ses deux faces, et qui communiquent avec les deux conducteurs d'une machine de Holtz. Si l'on fait jaillir, à la manière ordinaire, des étincelles entre les deux conducteurs, on voit sur la face dénudée du verre des apparences lumineuses fort variées.

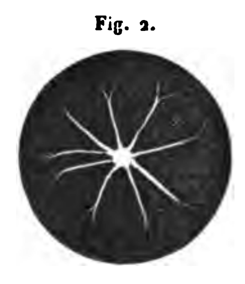
1° Le rhéophore négatif est en contact avec la feuille d'étain. Si les étincelles de la machine sont courtes et fréquentes, il se forme autour de la tige positive reposant sur le verre une courbe lumineuse fermée, reliée par un trait lumineux à l'extrémité de la tige. Si les étincelles de la machine sont plus longues, il part de cette courbe un grand nombre d'étincelles curvilignes, peu ramifiées, qui se croisent et finissent par couvrir la surface du verre qui correspond à la feuille d'étain (*fig.* 1).

2° On met le rhéophore positif en contact avec la feuille d'étain. Si les étincelles sont faibles, il part de la tige négative un grand nombre de traits lumineux qui se divisent bientôt en ramifications nombreuses. Si les étincelles sont fortes, ces traits ont d'abord une direction rectiligne, et elles ne se ramifient qu'à une certaine distance de la tige (*fig.* 2).

Fig. 1.



Fig. 2.



Il y a, dans ces apparences lumineuses, des différences assez tranchées pour que l'on puisse reconnaître le signe des rhéophores.

La lame de verre joue le rôle d'un condensateur dont les arma-

tures sont, d'une part, la lame d'étain, d'autre part, la couche d'humidité qui recouvre le verre.

Les phénomènes lumineux disparaissent si le verre et l'air environnant sont très-secs. Si lorsque les étincelles sont courtes et fréquentes on dirige l'haleine sur le verre, de manière à augmenter son degré d'humidité, les étincelles de la machine cessent de se produire; les apparences lumineuses disparaissent à la surface du verre; puis, quelques instants après, les décharges se reproduisent plus fortes et moins fréquentes, comme cela arrive lorsque la machine est en contact avec un condensateur. Lorsque l'excès d'humidité du verre a disparu, le phénomène reprend son allure primitive.

Une distribution inégale d'humidité à la surface du verre et, par suite, une inégalité de pouvoirs conducteurs permettent d'expliquer la production locale des étincelles.

E. Gripon.

E. MARCHAND. — **Mesure de la force chimique contenue dans la lumière solaire**; *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXX, p. 302; 1873.

On sait que la lumière provoque un grand nombre de réactions chimiques, telles que la combinaison du chlore et de l'hydrogène, diverses oxydations, la réduction des sels d'argent et autres avec le concours d'une substance oxydable, la décomposition de l'acide carbonique. C'est surtout par les végétaux et par des réactions de cet ordre que l'influence du Soleil s'exerce sur les êtres vivants; aussi comprend-on tout l'intérêt qui s'attacherait à une mesure exacte du travail chimique de la lumière solaire.

Diverses tentatives ont été faites dans ce sens, notamment celles de MM. Bunsen et Roscoë, qui mesurent la quantité de chlore et d'hydrogène combinés, et celles de M. Draper et tout récemment de M. Marchand, qui déterminent la quantité d'acide oxalique brûlé par le peroxyde de fer.

Mais toutes ces expériences sont sujettes à une objection grave, qui leur enlève, je crois, à peu près toute valeur théorique, avec quelque soin qu'elles aient été d'ailleurs exécutées.

En effet, la réaction du chlore sur l'hydrogène, aussi bien que la réaction du peroxyde de fer sur l'acide oxalique, dégage de la

chaleur par elle-même, indépendamment de l'action de la lumière. Ce sont donc les affinités chimiques qui effectuent les travaux accomplis dans cette circonstance, et non pas la lumière, laquelle joue simplement le rôle d'agent provocateur.

Entre le travail de la lumière, qui détermine la combinaison, et la chaleur totale dégagée par celle-ci, il n'existe pas plus de relation qu'entre le travail de la main qui ouvre le robinet d'un réservoir et le poids de l'eau qui s'échappe ensuite du réservoir.

J'ai déjà développé ces objections dans mes études sur les réactions endothermiques et exothermiques ([1]).

En résumé, la mesure du travail de la lumière solaire doit être, selon moi, cherchée dans les réactions qui s'accomplissent avec absorption de chaleur, la lumière étant la cause efficiente de la réaction; encore faudrait-il, même dans ce cas, distinguer les effets spéciaux de chaque espèce de radiation lumineuse, ces effets n'étant pas applicables à la mesure totale des effets dus à l'ensemble des radiations.

BERTHELOT.

N. LUBIMOFF. — Neue Theorie des Gesichtsfeldes und der Vergrosserung der optischen Instrumente (Nouvelle théorie du champ et du grossissement des instruments d'Optique); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 405; 1873.

L'auteur reproche aux auteurs des traités de physique la définition qu'ils donnent du champ à la lunette de Galilée. On admet que le champ est un cône ayant pour base la pupille et pour sommet le centre optique de l'objectif. Suivant lui, le champ réel est cinq ou six fois plus grand.

Il raisonne ainsi : Soit D le diamètre de l'objectif et l'œil placé derrière l'oculaire à une distance $F_1 - F_2$ de l'objectif, en appelant F_1 et F_2 les distances focales de l'objectif et de l'oculaire. On peut considérer une lunette comme une fenêtre au travers de laquelle on regarde l'image considérée comme un objet réel placé dans une position déterminée en avant de la fenêtre.

En regardant dans une lunette de Galilée, on voit un cercle éclairé dans lequel se trouvent les images, et qui joue le rôle de fe-

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XVIII, p. 83.

nêtre : c'est l'image de l'objectif vu au travers de l'oculaire, et comme, du centre optique d'une lentille, on voit sous le même angle l'objet et son image. on peut prendre $\frac{D}{F_1 - F_2}$ pour l'angle visuel de cette fenêtre. En remplaçant donc tout l'appareil optique par une telle ouverture et laissant l'œil en place, le cône qui aurait pour angle la moitié de $\frac{D}{F_1 - F_2}$ découperait, dans l'espace extérieur, tout ce qui peut être vu d'un seul coup d'œil. Mais comme la lunette grossit n fois, c'est comme si les objets étaient n fois plus rapprochés de l'œil, et l'on ne doit voir au travers de la lunette que la $n^{ième}$ partie du cercle d'objets extérieurs définis ci-dessus. Le grossissement est $n = \frac{F_1}{F_2}$; donc le champ est

$$\frac{D}{F_1 - F_2} \times \frac{F_2}{F_1},$$

et il dépend, comme on le voit, de la grandeur de l'objectif.

Le raisonnement de l'auteur ne se rapporte qu'à un cas particulier. A la suite de ce Mémoire, M. Bohn a traité la question qui avait été déjà élucidée à diverses reprises. Son travail ne laisse rien à désirer.

E. Gripon.

C. BOHN. — Ueber das Gesichtsfeld des Galilei'schen Fernrohres (Sur le champ de la lunette de Galilée) ; *Carl's Repertorium*, t. IX, p. 97 ; 1873.

Une lunette de Galilée a un oculaire de diamètre mm' (*fig.* 1) et un objectif de diamètre pp'.

On peut considérer le champ de la lunette comme limité par les points qui envoient à l'œil un *seul* rayon. On a ce qu'on appelle l'étendue du champ *possible*.

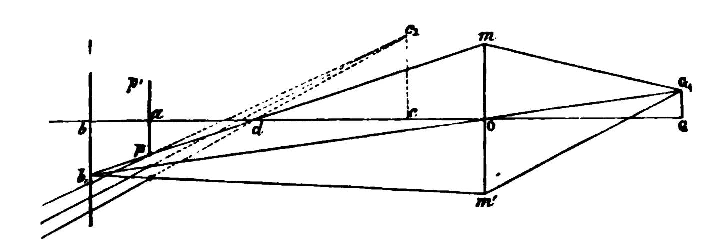
On peut limiter le champ, comme le fait Euler, aux points tellement placés que l'axe secondaire du faisceau réfracté entre dans l'œil.

Enfin l'on peut, avec Massotti, chercher le champ *de plus grande*

clarté, en n'admettant dans ce champ que les points pour lesquels le faisceau réfracté couvre entièrement l'ouverture de la pupille.

Cherchons l'étendue du champ possible.

mm' est l'objectif : nous représentons son diamètre par $2a$; *pp'* l'oculaire. Nous supposons le centre de la pupille coïncidant avec le centre optique *a* de l'oculaire et cette pupille assez grande pour couvrir l'oculaire tout entier; *ap* est le rayon de la pupille : nous le désignons par p; F et f sont les distances focales principales de l'objectif et de l'oculaire.



Soient GG_1 un objet; bb_1 son image réelle produite par l'objectif. L'oculaire transforme cette image en une image virtuelle cc_1 placée à la distance de la vision distincte. Si l'on choisit le point G_1 tel, que le rayon extrême mpb_1 s'appuie sur les bords de l'objectif et de la pupille, le point G_1 limitera le champ; car, de tout le faisceau réfracté, le rayon *mp* sera le seul à entrer dans l'œil.

Le champ sera donc limité par un cône décrit autour de l'axe O*b* par le rayon O*b*. Le sommet de ce cône est le centre optique de l'objectif; la base est un cercle découpé dans le plan focal de l'objectif par le cône qui s'appuie à la fois sur l'objectif et sur la pupille. En appelant $\frac{\varphi}{2}$ l'angle b_1Ob du cône, on a

$$\tang\frac{\varphi}{2}=\frac{bb_1}{Ob}.$$

Si nous désignons O*a* par l, O*b* par b, *ab* par γ, on trouve facilement

$$\tang\frac{\varphi}{2}=\frac{p}{l}+\frac{a\gamma}{bl};$$

pour un œil infiniment presbyte et un objet infiniment éloigné,

$$\tang \frac{\varphi}{2} = \frac{pF + af}{F(F-f)}.$$

2. Si on limite le champ, comme le fait Euler, les deux formules précédentes deviennent

$$\tang \frac{\varphi}{2} = \frac{p}{l} \quad \text{ou} \quad \tang \frac{\varphi'}{2} = \frac{p}{F-f}.$$

3. Si, avec Massotti, on cherche le champ de la plus grande clarté, on trouve $\tang \frac{\varphi''}{2} = \frac{af - pF}{F(F-f)}$.

4. Enfin si l'on suppose l'ouverture de la pupille infiniment petite, on a pour le champ

$$\frac{af}{F(F-f)}.$$

Le champ réel sera plus petit que le champ calculé, parce que l'œil se trouve forcément plus ou moins éloigné de l'oculaire. Si l'œil se déplace derrière ce dernier, le champ se trouve agrandi, comme si le diamètre de l'œil se trouvait accru.

E. Gripon.

Aug. RIGHI. — Ricerche di elettrostatica (Recherches d'électrostatique); *Nuovo Cimento*, avril, mai et juin 1873.

1. L'auteur rappelle la méthode de Faraday pour évaluer les charges électriques, en plaçant les corps chargés dans un conducteur creux.

2. Il l'applique à un corps isolant frotté et montre qu'il a réellement une charge électrique, et que, par suite, les molécules d'un corps isolant chargé ne sont pas simplement polarisées.

3. Il fait voir ensuite que les expériences de Felici, montrant que la charge induite dans un conducteur faisant partie d'un système isolé à travers un corps isolant est proportionnelle à la charge de l'inducteur, s'expliquent en supposant le corps isolant constitué

par des molécules conductrices disséminées dans un milieu absolument isolant (ce qui semble évident *a priori* et indépendant de toute hypothèse).

4. L'auteur étudie l'électrophore et montre que l'on doit rejeter l'hypothèse d'une polarisation permanente des molécules du corps isolant. Il fait à ce sujet les expériences suivantes. 1° Une lame d'un mauvais conducteur est électrisée négativement par frottement sur la face *a*; il place la lame, par cette face *a*, sur un disque métallique A communiquant au sol; il place dessus un second disque métallique, le touche, l'enlève et le trouve chargé positivement. 2° Si le disque A est isolé et que le disque B communique au sol, au bout de quelques minutes, on fait aussi communiquer A au sol; il isole B et le trouve chargé négativement; mais la lame isolante est presque complétement déchargée. 3° Une lame isolante frottée perd progressivement sa charge, si on la place par la face non frottée sur un conducteur communiquant au sol. 4° Deux lames isolantes étant placées parallèlement, près l'une de l'autre, comme les armatures d'un condensateur, on électrise la face extérieure de l'une pendant que la face extérieure de l'autre communique avec le sol par un disque métallique; la lame frottée garde sa charge, tandis que, petit à petit, l'autre lame se charge d'électricité de signe contraire, et elle arrive à avoir une charge presque égale à celle de la première.

A. Potier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4e série. — Tome XXX. — Novembre 1873.

Victor de Luynes. — *Mémoire sur la trempe du verre et en particulier sur les larmes bataviques*, p. 289.

Eugène Marchand. — *Mesure de la force chimique contenue dans la lumière du Soleil*, p. 302.

G.-A. Hirn. — *Mémoire sur les propriétés optiques de la flamme des corps en combustion et sur la température du Soleil*, p. 319.

M. Berthelot. — *Formation de l'acétylène par la décharge obscure*, p. 431.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVI. — Novembre 1873.

Osborne Reynolds. — *Action d'un jet de sable qui coupe les corps durs*, p. 337.

Zöllner. — *Température et constitution physique du Soleil*, p. 343.

Lord Rayleigh. — *Vibrations de systèmes approximativement simples*, p. 357.

R.-C. Nichols. — *Détermination de la chaleur spécifique des gaz et des vapeurs à volume constant*, p. 361.

T.-K. Abbott. — *De la goutte noire observée au passage de Vénus*, p. 375.

Charles Tomlinson. — *Mouvement du camphre et de certains liquides à la surface de l'eau*, p. 376.

Annales de Poggendorff.

Tome CXLIX. — N° 7. — Année 1873.

G. Quincke. — *Effets de la diffraction sur la lumière polarisée*, p. 273.

E. Villari. — *Sur le temps qu'il faut au flint-glass pour s'aimanter, pour se désaimanter et pour produire la rotation du plan de polarisation de la lumière*, p. 324.

M. Jacobi. — *Réduction galvanique du fer sous l'action d'un solénoïde électromagnétique puissant*, p. 341.

R. Henning. — *Analyse quantitative par le spectroscope*, p. 349.

V. Lang. — *Dioptrique d'un système de surfaces sphériques concentriques*, p. 353.

P. Riess. — *Réaction exercée par le courant induit dans un circuit immobile sur le courant principal de la batterie*, p. 359.

M. Avenarius. — *Contribution à la théorie des courants thermo-électriques*, p. 372.

A. Voller. — *Variations des forces électromotrices de diverses combinaisons galvaniques produites par la chaleur*, p. 394.

H. Vogel. — *Spectres des comètes*, p. 400.

Th. Reye. — *Réflexions sur l'explication données des taches du Soleil et des protubérances par Zöllner*, p. 408.

A. Töpler. — *Emploi de la résistance de l'air dans les instruments de mesure*, p. 416.

E. Mach et A. Fischer. — *Réflexion et réfraction du son*, p. 421.

S. Lorscheid. — *Le feu Saint-Elme à Munster.*

PRÉPARATION DU LIQUIDE GLYCÉRIQUE DE PLATEAU ET SON EMPLOI POUR L'ÉTUDE DES ANNEAUX COLORÉS PRODUITS PAR LES LAMES MINCES;

PAR M. A. TERQUEM.

I. *Préparation du liquide glycérique.*

Il y a quelques années déjà, M. Plateau a indiqué la composition et la préparation du liquide glycérique qu'il a employé pour obtenir les formes d'équilibre qu'affectent les surfaces des liquides dénués de pesanteur. Ce mode de préparation est assez compliqué et ne conduit pas toujours à de bons résultats. Plus tard, M. Plateau reconnut que l'on obtient un liquide glycérique bien meilleur, en employant pour le préparer l'oléate de soude au lieu de savon. Le stéarate de soude, en effet, ne rend pas l'eau mousseuse en s'y dissolvant; au contraire, il s'y décompose, et l'aspect laiteux que présente l'eau de savon est dû à la présence du stéarate; car les dissolutions d'oléate sont parfaitement transparentes et limpides. Mais il est difficile de se procurer de l'oléate de soude d'une pureté absolue, ou d'en préparer avec l'acide oléique du commerce, qui est lui-même loin d'être pur.

J'ai tâché de tourner cette difficulté et de préparer un liquide glycérique d'une composition à peu près constante, quel que fût le savon employé. Je me suis servi pour cela de la propriété que possèdent les oléates d'être bien plus solubles dans l'alcool que les stéarates.

On prend du savon de Marseille, que l'on divise en morceaux très-minces pour le bien faire dessécher; pour cela, ce qu'il y a de plus commode, c'est de mettre le savon en copeaux à l'aide d'un rabot; quelques heures d'exposition de ces copeaux au soleil pendant l'été, ou sur un poêle pendant l'hiver, suffisent pour dessécher complétement le savon.

On le met alors dans un flacon avec de l'alcool à 80 degrés. L'alcool plus concentré dissout trop peu d'oléate, et, quand il est plus étendu, la quantité de stéarate dissous augmente trop notablement. La densité de l'alcool à 80 degrés est 0,865; saturé de savon à la température de 15 degrés environ, il marque 74 degrés

à l'alcoolomètre centésimal; sa densité est 0,880 et 10 centimètres cubes renferment $0^{gr},742$ de savon. La dissolution alcoolique doit être effectuée à froid; car, si l'on chauffe, le savon se dissout en très-grande quantité, et ensuite, par le refroidissement, la liqueur se prend en une masse solide, quand même il n'y aurait que 4 grammes de savon pour 100 centimètres cubes d'alcool. On fait, d'un autre côté, un mélange de glycérine et d'eau dans des proportions telles, que le mélange marque $17^{\circ},1$ à l'aréomètre de Baumé, ou ait une densité de 1,35 (à 20 degrés) : ce qui correspond à un mélange à volumes égaux de glycérine à son maximum de concentration et d'eau. La glycérine du commerce contient des quantités d'eau très-variables : tantôt elle est presque anhydre, tantôt passablement hydratée. On ferait bien de chauffer dans de l'eau bouillante le flacon renfermant la glycérine étendue d'eau, afin d'éviter le développement de conferves.

Pour préparer le mélange final, on prend 100 centimètres cubes de glycérine étendue d'eau, et l'on y ajoute 25 centimètres cubes de la dissolution alcoolique de savon. Le liquide se trouble le plus souvent, parce que la glycérine du commerce renferme du sulfate de chaux et de la chaux. On porte à l'ébullition pour chasser l'alcool, et l'on reconnaît qu'il a complétement disparu quand la température de l'ébullition dépasse 100 degrés. On laisse refroidir le liquide, on le verse dans une éprouvette graduée et l'on ajoute de l'eau distillée jusqu'à ce que le volume soit redevenu égal à 100 centimètres cubes. On filtre ainsi plusieurs fois le liquide pour enlever l'oléate de chaux qui s'est formé; cette filtration est difficile, parce que, au début, le liquide passe trouble à travers le filtre, et à la fin il ne passe plus du tout.

La filtration se fait plus régulièrement en mettant au fond d'un entonnoir un tampon de coton que l'on serre plus ou moins suivant la rapidité d'écoulement du liquide. Ce liquide est excellent pour répéter toutes les expériences si variées indiquées par M. Plateau. Des bulles creuses posées sur un petit trépied persistent en général, sous une cloche, plus d'une heure, si leur diamètre ne dépasse pas 1 décimètre.

Quel est le rôle de la glycérine pour augmenter ainsi la persistance des bulles de savon? Ce point ne parait pas être encore aujourd'hui parfaitement établi, puisque la cause même à laquelle

certains liquides doivent de pouvoir former des bulles ou des lames minces persistantes ne semble pas être bien connue. Toutefois, il faut, pour que des lames ou des bulles aient une grande durée, que le liquide employé jouisse d'une certaine viscosité, qui l'empêche de couler trop vite et de diminuer rapidement d'épaisseur vers la partie supérieure.

M. Plateau avait admis que la glycérine avait surtout pour but d'empêcher l'évaporation; mais on peut remplacer cette substance par toute autre qui augmente la viscosité de l'eau de savon.

Ainsi, pour répéter la plupart des expériences de M. Plateau, on peut employer le liquide suivant, plus facile à préparer que le liquide glycérique. On fait dissoudre à chaud, dans 100 grammes d'eau, 1 gramme de savon ordinaire de Marseille desséché; on filtre à froid pour enlever le dépôt insoluble; puis on ajoute 40 grammes de sucre blanc pour 100 centimètres cubes d'eau de savon. Les bulles faites avec ce liquide durent souvent plusieurs heures; mais, pour les expériences d'optique que j'ai à indiquer, il est moins bon que le liquide glycérique, parce que les lames se déchirent avant d'avoir atteint une aussi faible épaisseur qu'avec ce dernier liquide.

II. *Emploi du liquide glycérique pour l'étude des colorations des lames minces.*

L'idée d'employer l'eau de savon pour produire des lames minces présentant de très-vives couleurs est déjà très-ancienne, puisque Newton indique cette expérience dans son *Optique*. Voici ce qu'il dit à ce sujet (XVII[e] Observation sur les couleurs des lames minces transparentes) :

« Une bulle de savon (¹), quelque temps après avoir été soufflée, offre une grande variété de couleurs. Si on la couvre d'une mince timbale de verre pour la mettre à l'abri de l'agitation de l'air, ces différentes couleurs paraîtront dans un ordre très-régulier et sous la forme d'anneaux concentriques rangés autour du sommet. A mesure que la bulle devient plus mince par l'écoulement de l'eau

(¹) Probablement une bulle hémisphérique placée sur une lame de verre.

qui gravite, les anneaux colorés se dilatent et s'étendent successivement jusqu'au bas, puis ils disparaissent à leur tour. Dès que les anneaux se sont développés au haut de la bulle, à leur centre se forme une petite tache noire et ronde, qui se dilate par degrés et parvient à avoir 6 à 8 lignes de diamètre avant que la bulle ne crève. Je crus d'abord qu'à cet endroit la bulle ne réfléchissait pas la lumière; en y regardant de près, je reconnus qu'on pouvait encore y apercevoir une faible image du soleil ou de la flamme d'une bougie. »

M. Eisenlohr donne un moyen simple et commode pour obtenir la succession des anneaux colorés dus aux changements d'épaisseur de la lame mince. Pour cela, il mettait de l'eau de savon dans un flacon fermé et produisait, en le secouant, une lame transversale; on donnait ensuite au flacon un rapide mouvement de rotation, à l'aide d'un des appareils employés dans les cours pour la soi-disante démonstration de la force centrifuge. On voit alors se produire des anneaux très-réguliers, avec un cercle noir au milieu très-nettement limité.

Ces procédés ne sont pas très-commodes à cause de la difficulté qui se présente d'observer toutes les parties des lames minces sous un angle constant et déterminé; l'éclairement de la lame n'est pas non plus très-facile, et enfin on ne peut faire voir ce phénomène qu'à un petit nombre d'observateurs.

J'ai pensé qu'il était préférable de se servir de lames verticales. La *fig.* 1 représente, dans son ensemble, l'appareil dont je me suis servi dans ce but. Il se compose d'un anneau AB, en fil de cuivre rouge ayant au moins 5 millimètres d'épaisseur, et dont le diamètre intérieur est d'environ 15 centimètres. Le fil est recourbé vers le bas en BCD, et son extrémité pénètre dans une cavité percée excentriquement dans un disque de bois, de telle sorte que l'anneau se trouve placé au-dessus du centre.

Pour faire la lame, on verse le liquide dans une assiette creuse en faïence, dont le bord porte une échancrure faite avec une lime ronde, pour laisser passer la tige CD; de cette façon, on n'a besoin de ne mettre qu'une très-légère couche de liquide au fond de l'assiette. Il est important, pour la durée des lames et leur régularité, que le fil qui forme l'anneau ait une grande épaisseur, parce que ce dernier reste alors bien plan, et que, par suite, les lames le sont aussi;

ensuite, la surface du fil étant mouillée par une grande quantité de liquide, celui-ci s'écoule peu à peu et entretient la durée de la lame. Quoique le métal bien propre soit mouillé facilement par le liquide glycérique, on peut encore augmenter l'adhésion de ce dernier, en recouvrant la surface du fil d'une légère couche de gutta-percha, ce qu'on réalise avec une dissolution de ce corps dans le sulfure de carbone.

Fig. 1.



Le disque EF (*fig.* 1), qui supporte l'anneau, est placé sur un support GH à crémaillère; dès que la lame est produite, en retirant l'anneau du liquide, on met celui-ci en place, et on le recouvre de la cloche de verre.

Voici ce qu'on observe, en recevant, par exemple, la lumière diffuse sur la lame et regardant sa surface, ce qui est le plus commode, sous un angle de 45 degrés. A l'origine, quand la lame vient d'être faite, on observe des bandes d'ordre élevé, en général rouges et vertes, qui descendent régulièrement et lentement, tandis qu'en haut prennent naissance les bandes d'ordre inférieur, sous forme d'un segment de cercle; on arrive enfin à avoir en haut la bande de premier ordre, qui prend un éclat métallique très-intense et dont la coloration, sous l'incidence presque normale, ne descend pas au-dessous du jaune. Cette bande s'étend de plus en plus, et, au bout d'une demi-heure ou trois quarts d'heure, toute la lame finit par

présenter la couleur jaune uniforme de la bande du premier ordre; quelquefois, vers le bas, il se forme une série de bandes très-fines et très-serrées. En regardant la lame avec un verre rouge, on constate facilement, à cause des franges noires, le nombre de bandes de divers ordres qui existent à un moment donné; les bandes noires sont tantôt nettement limitées, tantôt très-diffuses et comme estompées sur leurs bords. Du reste, on n'obtient jamais, dans deux expériences successives, exactement les mêmes résultats, ni pour la durée de la lame, ni pour la distribution des couleurs. On constate constamment un courant descendant au milieu de la lame liquide et deux courants ascendants vers les bords.

Quand la bande du premier ordre s'est formée en haut et a pris un certain développement, on voit se produire au-dessus, tout contre le fil, un segment complétement noir qui augmente peu à peu et qui est très-nettement séparé du jaune par une ligne droite; quand ce segment noir a pris un certain développement, la lame se déchire. J'ai obtenu de cette façon des lames qui ont duré quelquefois plus d'une heure, même à l'air libre.

On peut aussi apercevoir les couleurs par réfraction, en regardant à travers la lame sous une incidence un peu grande; les couleurs deviennent alors très-vives; le segment, qui paraît noir par réflexion, est au contraire complétement blanc par réfraction. Il semble, comme le dit du reste M. Eisenlohr, en parlant de la tache noire centrale des anneaux qu'il avait obtenus, que cette variation brusque de la coloration de la lame doit être attribuée à ce que, l'épaisseur de la lame étant formée d'un nombre très-restreint de molécules, il se fait en un point une diminution brusque de ce nombre, et l'épaisseur se trouve peut-être réduite à 2 molécules seulement.

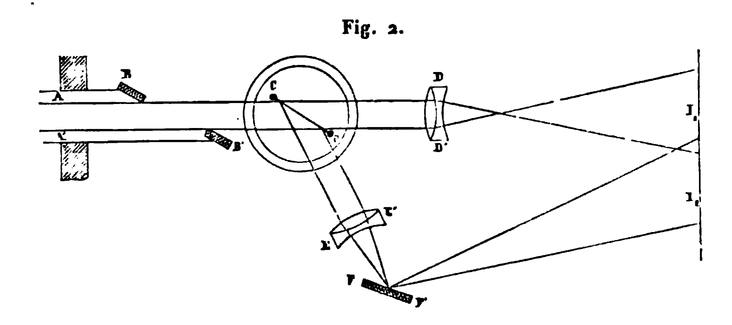
En contact avec le segment noir, l'épaisseur semble correspondre au maximum du jaune, ce qui donnerait comme épaisseur $\frac{\lambda}{4}$, λ étant la longueur d'onde du jaune dans le liquide employé; dans la tache noire, l'épaisseur est moindre que le quart de la longueur d'onde du violet. Si l'on reçoit dans un spectroscope muni d'une fente verticale la lumière réfléchie dans une région quelconque de la lame, après qu'elle vient d'être formée, on aperçoit un spectre traversé par des bandes obliques, inclinées de haut en bas, du violet

vers le rouge, dues au changement d'épaisseur de la lame dans l'étendue du champ observé. Si l'on met la fente horizontale, les bandes obscures sont complétement droites. Comme l'épaisseur du liquide diminue peu à peu, par suite de son écoulement, on voit les bandes se déplacer dans le spectre du rouge vers le violet, où elles disparaissent. On voit se produire un déplacement analogue des bandes obscures, dans un sens ou dans l'autre, en faisant tourner le bouton de la crémaillère du support de la lampe; si l'on fait remonter cette dernière, on voit de nouvelles bandes prendre naissance dans le violet et glisser peu à peu en se resserrant vers le rouge; l'inverse a lieu, si l'on fait descendre la lame.

On peut reproduire ces diverses expériences en projection, et même aucune expérience n'est plus convenable pour démontrer la théorie des anneaux colorés des lames minces.

Première expérience : *Couleurs des lames minces par réflexion et transmission.* — La *fig.* 2 donne, en projection horizontale, la

Fig. 2.



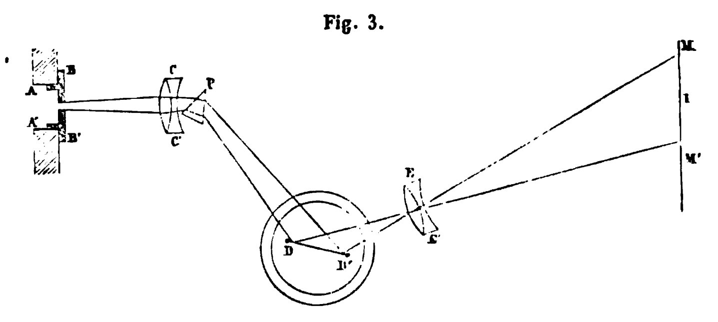
disposition des divers appareils employés. AA′ est l'ouverture de la chambre obscure, BB′ un écran opaque porté sur un pied et destiné à limiter le faisceau tombant sur la lame mince; l'ouverture circulaire de l'écran a les mêmes dimensions que cette dernière. CC′ est la lame mince placée sous une cloche de verre, et placée sur le support représenté *fig.* 1; DD′ est une lentille achromatique de 20 centimètres environ de foyer, destinée à projeter sur l'écran MM′ l'image de la lame mince avec les couleurs dues à la lumière transmise; EE′ est une lentille identique à DD′, qui reçoit le faisceau réfléchi sur CC′; à son foyer principal, on place un petit miroir métallique monté sur un pied permettant de le faire tourner au-

tour de deux axes perpendiculaires; I_2 est l'image de la lame mince avec les couleurs dues à la lumière réfléchie.

Grâce à l'écran BB', l'image I_1 est entourée d'un espace obscur sur lequel, avec l'aide du miroir FF', on amène l'image due à la lumière réfléchie. On peut ainsi mettre en regard sur une même horizontale les couleurs dues à la lumière transmise et à la lumière réfléchie, et même, en faisant empiéter l'une sur l'autre les deux images, faire voir que la partie commune ne renferme que de la lumière blanche. Si l'on fait usage de la lumière rouge monochromatique, on voit les maxima et les minima alterner dans les deux images. On peut, à l'aide de la crémaillère, élever ou abaisser lentement la lame et projeter ainsi successivement les anneaux de divers ordres. Si, par suite d'un choc, une perturbation se produit dans la lame liquide, on voit les couleurs se mélanger et des courants de liquides colorés par des couleurs complémentaires se produire en même temps dans les deux images. Les colorations sont aussi vives dans ces projections que dans celles que l'on obtient à l'aide de la lumière polarisée et des lames minces de gypse.

Deuxième expérience : *Bandes obscures avec la lumière homogène.* — Pour faire voir que les bandes noires sont inégalement distantes, suivant la longueur d'onde de la lumière qui éclaire la lame

Fig. 3.



mince, on dispose l'expérience comme l'indique la *fig.* 3. On place au porte-lumière une fente étroite.

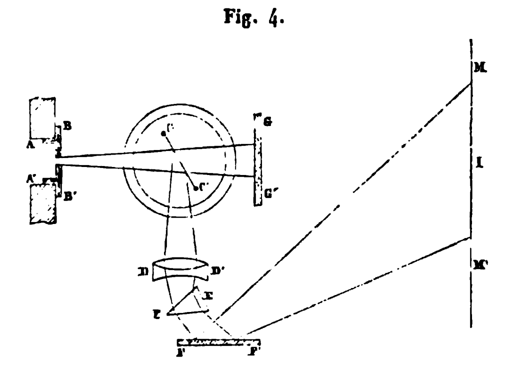
La lame mince DD' est placée au foyer conjugué de l'ouverture par rapport à la lentille CC', de manière à tenir, pour ainsi dire, lieu de l'écran sur lequel viendrait se former le spectre dû à l'interposition du prisme P. Le spectre doit être plus large que la lame mince, de manière à pouvoir faire varier les couleurs de la lumière

réfléchie par la lame. Avec la lentille EE′, on projette sur l'écran MM′ l'image de la lame.

Si le spectre n'est pas trop large, la lame réfléchira simultanément plusieurs couleurs; son image sera sillonnée de bandes noires inclinées au lieu d'être horizontales, et qui seront plus rapprochées du côté du violet que du côté du rouge; en tournant le prisme, on fera varier les couleurs qui éclaireront la lame, et en même temps la distance des bandes obscures dans l'image projetée.

Troisième expérience : *Analyse spectrale de la lumière réfléchie par une lame mince.* — Les divers appareils sont disposés

Fig. 4.



comme l'indique la *fig.* 4. La lumière entrant par une fente étroite est réfléchie par une lame de liquide glycérique, verticale, inclinée à 45 degrés sur le faisceau incident; DD′ est une lentille de projection, l'écran MM′ étant au foyer conjugué de l'ouverture par rapport à la lentille DD′; en EE′ est un prisme et enfin en FF′ un petit miroir métallique placé au foyer principal de la lentille DD′; on arrête, à l'aide de l'écran GG′, la lumière qui a traversé la lame mince. Le spectre obtenu en I se trouve traversé par des bandes obliques inclinées de haut en bas du violet vers le rouge; on peut déplacer ces bandes, en élevant ou abaissant la lame mince, et les faire disparaître complétement du côté du violet, si l'on arrive à la bande du premier ordre. Ces expériences de projection ont été faites seulement avec la lumière solaire; mais nul doute qu'elles ne puissent être effectuées avec la lumière électrique et même, la première, avec la lumière Drummond.

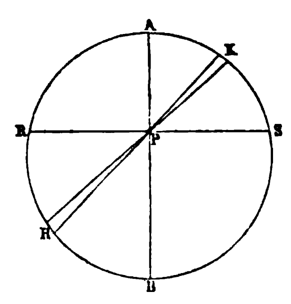
LOI DES ACTIONS ÉLECTRIQUES;

PAR M. J. BERTRAND.

Si l'électricité libre se porte à la surface des corps, la loi d'attraction est nécessairement celle de Coulomb.

Considérons, en effet, une sphère conductrice; si l'électricité forme une couche à sa surface, cette couche, par raison de symétrie, sera nécessairement homogène, et, si elle est en équilibre, c'est qu'une couche sphérique homogène est sans action sur les points intérieurs. Or Laplace a prouvé que la loi de la nature est la seule qui permette à une couche sphérique homogène d'être sans action sur les points intérieurs. Sa démonstration ne peut pas être introduite dans l'enseignement, les intégrales y abondent; c'est pour y suppléer que je propose la suivante :

Soit $\varphi(r)$ l'attraction exercée à la distance r, par la masse 1 sur la masse 1, et posons $r^2\varphi(r) = F(r)$; je dis que $F(r)$ est constant. S'il ne l'est pas, en effet, il augmente ou diminue. Soient r_1 et r_2 deux limites assez rapprochées pour que $F(r)$ augmente toujours quand r varie de r_1 à r_2. Je prends une couche infiniment mince de diamètre $AB = r_1 + r_2$ et un point P sur le diamètre AB, tel que $AP = r_1$, $BP = r_2$. Par ce point P, je conçois un plan RS perpendi-



culaire à AB, qui coupe la sphère en deux zones RAS et RBS. Je dis que le point P, attiré par ces deux zones supposées homogènes, ne peut rester en équilibre. Considérons en effet deux cônes infiniment petits d'ouverture $d\omega$, opposés par le sommet et coupant la couche

en K et en H; leurs attractions, dirigées en sens contraire sur P, seront

$$\frac{d\omega\,\overline{PK}^2}{\sin V_1}\,\varphi(PK) \quad \text{et} \quad \frac{d\omega\,\overline{PH}^2}{\sin V_2}\,\varphi(PH),$$

V_1 et V_2 étant les angles sous lesquels le cône coupe la sphère. Ces angles sont égaux : si donc on pose $PK = \rho_1$ et $PH = \rho_2$, les deux actions sont entre elles comme $F(\rho_1)$ est à $F(\rho_2)$; mais ρ_1 et ρ_2 sont compris entre r_1 et r_2; ρ_2 est plus grand que ρ_1; donc $F(\rho_2)$ est plus grand que $F(\rho_1)$. Toutes les actions dirigées au-dessous de RS l'emportent donc une à une sur les actions correspondantes dirigées au-dessus, et par conséquent le point P sera tiré vers le bas. Il n'est donc pas en équilibre, et la loi de la nature est la seule qui permette à *toute* couche sphérique d'être sans action sur les points intérieurs.

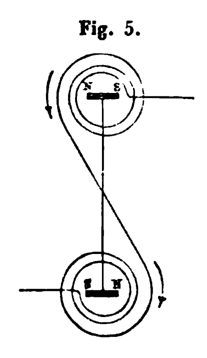
GALVANOMÈTRES A RÉFLEXION

(SUITE ET FIN);

PAR M. RAYNAUD.

6. *Galvanomètre astatique.* — Pour rendre l'appareil plus sensible, on emploie deux aimants astatiques réunis par une tige d'aluminium, suspendue elle-même par un fil de soie. L'appareil comprend deux bobines placées l'une au-dessus de l'autre (*fig.* 5) : chaque aimant occupe le centre d'une bobine; l'aimant supérieur porte le

Fig. 5.

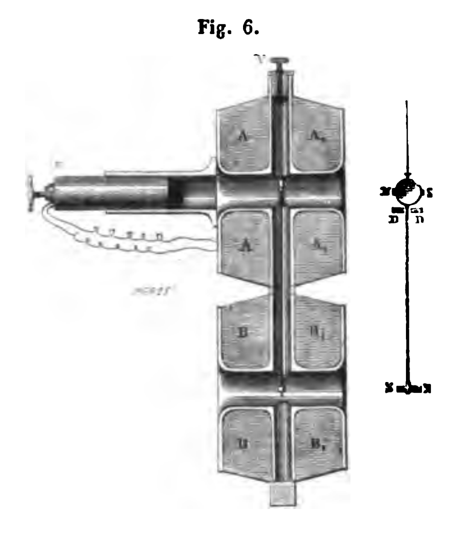


miroir, et l'aimant inférieur est muni de deux petites ailes de mica, agissant comme volant par la résistance qu'elles opposent à l'air

quand l'aiguille est déviée. Le fil est enroulé autour des bobines de manière qu'un courant tende à faire tourner les deux aimants dans la même direction, tandis que l'action directrice de la terre agit sur eux en sens contraire.

7. *Galvanomètre différentiel.* — Dans les galvanomètres différentiels, on se propose d'obtenir deux circuits distincts, aussi identiques que possible, et disposés de manière à exercer des actions égales sur le système suspendu. En général, on prend deux fils d'égal diamètre et on les enroule ensemble sur la même bobine, en ayant soin que chaque fil fasse le même nombre de tours; puis on les joint bout à bout, et, si les tours sont exactement égaux et équidistants, un seul et même courant, traversant les deux circuits dans des directions opposées, ne devra pas donner de déviation. Ce résultat est impossible à obtenir du premier coup; on ajoute alors quelques tours à l'un des circuits jusqu'à ce que la déviation disparaisse, et l'on corrige la petite différence de résistance ainsi introduite en ajoutant, en dehors de l'appareil, une petite bobine de résistance, qui n'agit pas sur l'aimant.

Fig. 6.



La *fig.* 6 représente un galvanomètre astatique et différentiel de sir W. Thomson. Il se compose de deux bobines circulaires A et B superposées; chacune d'elles est formée de deux cadres (A, A_1)

(B, B_1) en cuivre parfaitement exempts de toute trace de métal magnétique, pouvant s'ajuster de manière à laisser entre elles un espace vertical libre pour le passage du système suspendu, et un espace cylindrique dans leurs centres, pour que les aiguilles puissent se mouvoir librement. Chacune des moitiés des bobines peut s'enlever séparément, et les communications sont établies à l'aide de trois petites vis placées de chaque côté.

Le poids de l'aimant et du miroir concave ne dépasse pas 12 milligrammes.

La tige d'aluminium, qui réunit les deux aimants, est suspendue par un fil de cocon à un crochet supporté par la vis V. Quand on ne se sert pas de l'appareil, ou en cas de transport, la vis V permet de faire reposer le miroir sur les appuis D. La résistance totale des deux circuits à 15°,5 C. est de 6258 unités. La résistance de l'un d'eux est de 3130, et celle de l'autre de 3128. Pour rendre l'appareil complétement différentiel, l'un des deux circuits a quelques-uns de ses tours de fil placés dans une bobine E, que l'on peut approcher ou éloigner de l'aimant supérieur jusqu'à ce que ce circuit fasse parfaitement équilibre à l'action de l'autre circuit.

Pour se servir de l'appareil, on place l'échelle dans le plan du méridien magnétique et le galvanomètre à une distance de 1 mètre ou 75 centimètres, suivant la distance focale du miroir; puis, après avoir enlevé la cage cylindrique en verre de l'appareil, on soulève la vis V jusqu'à ce que l'aiguille devienne libre, et l'on place le galvanomètre de niveau, à l'aide d'un petit niveau circulaire à bulle placé sur le socle, et des vis calantes. En tournant la vis V, on peut amener l'image au zéro, sans se servir de l'aimant directeur qui permet d'annuler complétement l'action de la terre et d'employer l'appareil dans une position quelconque.

8. *Galvanomètre marin.* — On a donné au galvanomètre réflecteur une forme particulière, pour pouvoir l'employer dans les expériences à la mer. Dans le galvanomètre ordinaire, la suspension est très-fragile, et la moindre trépidation met le miroir en mouvement. On a déjà vu comment on a remédié en partie à ces inconvénients dans le galvanomètre représenté *fig.* 4. L'intérieur du galvanomètre marin est analogue au galvanomètre de la *fig.* 3. La bobine ordinaire est formée de deux cadres, entre lesquels on

ménage un espace suffisant pour laisser passer une coulisse rectangulaire sur laquelle un fil fin est tendu verticalement par ses deux extrémités; le miroir et l'aimant placés derrière sont fixés vers le milieu de ce fil.

L'ensemble des deux corps est équilibré à l'aide de petites masses additionnelles d'aluminium, de telle sorte que son centre de gravité se trouve sur le fil tendu. Alors, malgré le roulis et le tangage du navire, le miroir reste constamment dans le plan directeur de l'aimant en fer à cheval NS (*fig.* 3), dont l'action l'emporte sur celle du magnétisme terrestre : l'image n'est alors dérivée du zéro que sous l'action d'un courant.

On augmente la sensibilité de l'appareil en l'enfermant dans une cage épaisse en fer forgé qui empêche l'action de la terre sur l'aimant, et il suffit alors d'un aimant directeur bien moins puissant pour diriger le miroir dans une position constante. Une petite ouverture, fermée par une glace, donne accès aux rayons lumineux. Une vis agit sur un couple de barreaux aimantés placés côte à côte et en sens inverse, et faisant glisser l'un d'eux sur l'autre, de telle sorte que son pôle devient plus voisin du miroir que le pôle de sens contraire du barreau fixe permet, dans toutes les positions, d'amener l'image au zéro de la graduation.

Le seul défaut de cet instrument est le poids énorme de la cage de fer; mais, à part cela, on peut le transporter, sans qu'il coure de grands risques de détérioration. La résistance électrique de ces appareils est en général de 5000 à 7000 unités britanniques.

E. VILLARI. — Ueber die Zeitdauer die das Flint-glass braucht, um sich zu magnetisiren, zu entmagnetisiren und die Polarisationsebene zu drehen (Sur le temps qu'il faut au flint-glass pour s'aimanter, se désaimanter et produire la rotation du plan de polarisation de la lumière); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 324, 1873.

On ne sait rien de précis sur le temps qu'exige, en général, l'acte de l'aimantation ou de la désaimantation, si ce n'est qu'il est fort court. M. Villari essaye de déterminer ce temps d'une manière indirecte dans un cas particulier.

Le flint-glass est diamagnétique et montre les phénomènes de la polarisation rotatoire magnétique quand on le soumet, dans l'appa-

reil de Ruhmkorff, à l'action d'un électro-aimant puissant. Or on sait que la rotation du plan de polarisation, produite par une action magnétique, est proportionnelle à cette action. Le pouvoir rotatoire du flint doit donc commencer à se manifester avec le diamagnétisme induit, augmenter avec lui jusqu'à son maximum, puis décroître et cesser avec lui; et il revient au même de déterminer le temps que le flint emploie à s'aimanter ou à acquérir son maximum de pouvoir rotatoire.

M. Villari arrive à mesurer ce temps à l'aide de la disposition expérimentale suivante. Un cylindre de flint très-dense est placé avec son axe vertical, sur le trajet du rayon lumineux, dans l'appareil ordinaire de Ruhmkorff, pour l'étude de la polarisation rotatoire magnétique. Ce flint peut recevoir autour de son axe un mouvement de rotation très-rapide. Le faisceau lumineux incident, polarisé par un Nicol, traverse le cylindre suivant un diamètre, puis une plaque de quartz à deux rotations, enfin est reçu sur l'analyseur ordinaire d'un saccharimètre de Soleil.

On vérifie d'ailleurs qu'une rotation très-rapide du cylindre de flint ne modifie en rien ses propriétés optiques. L'appareil étant au zéro, les deux moitiés de la plaque à deux rotations présentent la teinte sensible, et cette teinte n'éprouve aucune modification si l'on fait tourner le cylindre de flint avec une vitesse de 200 révolutions par seconde.

Cela posé, on anime l'électro-aimant de l'appareil par le courant de 10 à 15 éléments Bunsen. Le cylindre de flint immobile acquiert le pouvoir rotatoire, et ce pouvoir est mesuré par le déplacement du compensateur qui ramène la teinte sensible. Si l'on essaye maintenant l'effet d'une rotation rapide du cylindre, on voit la plaque à deux rotations se colorer de teintes plus ou moins disparates suivant la vitesse imprimée au cylindre, et, pour ramener la teinte sensible, il faut agir sur le compensateur dans un sens qui correspond à une diminution du pouvoir rotatoire. Dans une expérience citée par l'auteur, on a trouvé que le pouvoir rotatoire du flint immobile était compensé par 19 divisions du compensateur; mais que, pour des vitesses de rotation du cylindre respectivement de 110, 143 et 180 tours par seconde, ce pouvoir rotatoire n'équivalait plus qu'à 17, 9 et enfin 2 divisions du compensateur. Ainsi, une vitesse de rotation de 110 tours par seconde affaiblit à peine le pouvoir rotatoire,

tandis qu'une vitesse de 143 tours le réduit à moitié, et qu'une vitesse de 180 tours l'anéantit presque complétement.

Maintenant il est facile de comprendre quel genre d'influence la vitesse de rotation du cylindre peut exercer sur le développement du pouvoir rotatoire. On sait, en effet, d'après la loi du cosinus, que le pouvoir rotatoire d'une substance est nul pour la direction du rayon perpendiculaire à la ligne des pôles de l'aimant excitateur. Supposons qu'on fasse tourner le cylindre; après un quart de tour, les molécules dénuées de pouvoir rotatoire, placées sur la perpendiculaire à la ligne des pôles, seront venues se placer sur cette ligne qui, dans l'état de repos, est la ligne de pouvoir rotatoire maximum. Le temps nécessaire pour produire une aimantation sensible est donc celui que met le cylindre à tourner d'un quart de tour, alors qu'il est animé de la plus petite vitesse qui anéantit son pouvoir rotatoire. L'auteur admet que cette vitesse est de 201 tours par seconde, et évalue le temps cherché à 0″,0012. De même, l'aimantation a atteint son maximum au bout d'un temps égal à la durée d'un quart de tour du cylindre animé de la plus grande vitesse qui ne modifie pas son pouvoir rotatoire magnétique, ou, d'après l'auteur, au bout de 0″,00241.

Ces nombres, d'ailleurs, ne sont pas des nombres absolus. Ils dépendent de l'intensité de la force magnétisante, de telle sorte que, quand cette force augmente, le pouvoir rotatoire acquis dans un temps déterminé augmente aussi.

Nous ne dirons rien de la méthode plus compliquée que M. Villari emploie pour déterminer le temps que met le flint à perdre son pouvoir rotatoire. Cette méthode ne fournit qu'une limite supérieure du temps cherché 0″,000178, suivant M. Villari. La désaimantation serait donc bien plus rapide que l'aimantation.

L. LORENZ. — Der elektrische Leitungswiderstand in absoluten Maas (Mesure des résistances en unités absolues); *Annales de Poggendorff*, t. CLXIX, p. 251; 1873.

La détermination du rapport des unités d'électricité dans les systèmes électromagnétique et électrostatique suppose, dans les procédés suivis par le comité de l'Association Britannique, la connais-

sance exacte, en valeur absolue, de la résistance d'un conducteur. Pour évaluer cette résistance, les méthodes suivies par Weber, ou par le comité, supposent l'emploi de courants d'induction, instantanés ou périodiques; ces méthodes ont conduit à des résultats différents pour la valeur de l'unité Siemens en unités absolues; M. Lorenz attribue à la variation d'intensité des courants employés les écarts des résultats et propose, pour déterminer la valeur d'une résistance en unités absolues d'un conducteur, une méthode dans laquelle on n'emploie que des courants constants, et on ne mesure que des longueurs et des temps.

Les deux extrémités de la résistance à évaluer sont mises, par l'intermédiaire d'un galvanomètre sensible, en relation avec deux ressorts pressant l'un le centre, l'autre le bord d'un disque métallique tournant. Concentriquement au disque et dans son plan, est fixée une bobine creuse, dont le diamètre intérieur dépasse à peine celui du disque. Le fil enroulé sur cette bobine joint une des extrémités de la résistance au pôle d'une batterie, dont l'autre pôle est joint à l'autre extrémité de la résistance. Lorsque l'appareil est au repos, un courant dérivé passe dans le galvanomètre; lorsque le disque tourne dans un sens convenable, pendant que le courant passe, l'induction détermine entre les points de contact des deux ressorts une différence de tension (potentiel) produisant, dans le circuit contenant le galvanomètre et la résistance, un courant de sens contraire au courant dérivé. Si, pour une certaine vitesse de rotation, le galvanomètre reste au zéro, c'est que la différence de potentiel entre les deux ressorts est égale à la différence de potentiel des deux extrémités de la résistance. Si I est l'intensité du courant principal, R la résistance inconnue, RI est cette dernière différence. La première peut s'écrire $\mathrm{PI}n$, n étant le nombre de tours par seconde, P la différence induite pour une vitesse d'un tour par seconde pour un courant d'intensité 1, et qu'on peut calculer d'après les dimensions de l'appareil. Lorsque le galvanomètre est au zéro, on doit avoir $\mathrm{PI}n = \mathrm{RI}$, d'où $\mathrm{R} = \mathrm{P}n$; il suffit donc de maintenir pendant quelque temps une vitesse uniforme, telle que le galvanomètre soit au zéro, et de mesurer cette vitesse, qui doit être indépendante de la force électromotrice de la pile.

Un courant thermo-électrique perturbateur va d'un des ressorts à l'autre; son effet peut être éliminé. La vitesse était estimée,

non enregistrée, et produite par une manivelle. M. Lorenz ne pense pas que par ce procédé, grossier en apparence, l'erreur atteigne 0,02 pour 100 pour des vitesses variant de 1 à 2 tours par seconde, chaque expérience durant trois ou quatre minutes. En fait, la valeur de l'unité Siemens évaluée en ohms (10 000 kilomètres par seconde) a été trouvée, pour trois colonnes de mercure différentes et deux bobines différentes, de 0,932 à 0,936 (en moyenne 0,9337, pour cinq expériences, tandis que le comité britannique donne 0,9629 et 0,9564, Weber 1,0257, et enfin Kohlrausch 0,9717 ([1]) (les valeurs données par le comité britannique sont d'autant plus fortes que les vitesses sont plus grandes).

Cette méthode est la plus simple de toutes celles proposées jusqu'ici, puisque, en dehors des mesures des dimensions de l'appareil, on n'a besoin que d'une vitesse angulaire qui est susceptible d'une précision pour ainsi dire illimitée. Les causes d'erreur sont le courant thermo-électrique, l'échauffement de la résistance à mesurer (échauffement qui devait être très-faible pour les colonnes de $\frac{1}{2}$ centimètre carré de section, employées par M. Lorenz), et enfin les défauts d'installation (excentricité, non-parallélisme du plan du disque et de la bobine) qui peuvent produire des erreurs sur la valeur P de la constante. M. Lorenz n'a pas discuté l'influence de ces dernières causes dans son travail. Voici du reste les dimensions de l'appareil de M. Lorenz (en millimètres) :

Epaisseur du disque		3,40
Diamètre du disque		200,00
Diamètre intérieur de la bobine		205,78
Premier diamètre extérieur de la bobine		237,6
Second diamètre extérieur	id.	266,
Longueur	id.	36,5

Le fil de cuivre avait 1 millimètre de diamètre; le premier diamètre extérieur a été mesuré après l'enroulement de 484 tours formant 16 couches, et le second après l'enroulement de 410 autres tours formant 14 nouvelles couches; en opérant avec les 16 premières couches seules, la valeur de P était de $1,3433 . 10^6$, et avec les 30 couches de $2,2115 . 10^6$.

A. POTIER.

([1]) POGGENDORFF, *Ergänzungsband*, n° VI.

DONALD MAC FARLANE. — Experiments made to determine surface conductivity for heat in absolute measure (Expériences faites pour déterminer la conductibilité pour la chaleur en mesure absolue) ; *Proceeding's of the Royal Society*, t. XX, p. 90.

L'auteur a déterminé la loi de refroidissement d'une sphère de cuivre dans l'air humide, dans deux cas : la surface étant polie et la surface étant noircie au noir de fumée, le refroidissement s'effectuant dans une enceinte à double paroi remplie d'eau et noircie à l'intérieur.

La température était mesurée par une espèce d'aiguille thermo-électrique dont l'une des soudures était fixée au centre de la sphère (2 centimètres de rayon), l'autre en contact avec l'enceinte.

On sait, depuis Dulong et Petit, que la formule de Newton n'est pas applicable aux grandes différences de température, et que, dans la formule différentielle $dQ = KS\theta dx = - dC$, où

dQ représente la quantité de chaleur émise (calorie) ;
K le coefficient de conductibilité extérieure ;
S la surface de refroidissement (centimètres carrés)
θ la différence de température (degrés centigrades) ;
x le temps (seconde sexagésimale) ;
C la chaleur spécifique du corps ;

la constante K n'est pas invariable et dépend de la valeur de θ. La réduction des observations de l'auteur porte sur la valeur absolue de K.

Voici le résumé des résultats coordonnés par des formules empiriques :

DIFFÉRENCE de température.	VALEUR DE K.		RAPPORT des pouvoirs émissifs des deux états de la surface.
	Surface polie.	Surface noircie.	
5°	0,000178	0,000252	0,707
10	0,000186	0,000266	0,699
15	0,000193	0,000279	0,692
20	0,000201	0,000289	0,695
25	0,000207	0,000298	0,694
30	0,000212	0,000306	0,693
35	0,000217	0,000313	0,693
40	0,000220	0,000319	0,693
45	0,000223	0,000323	0,690
50	0,000225	0,000326	0,690
55	0,000226	0,000328	0,690
60	0,000226	0,000328	0,690

Ces nombres vérifient la conclusion de Dulong et Petit, à savoir que les vitesses de refroidissement ne dépendent de l'état des surfaces que par une constante de proportionnalité.

L'accélération négative du rapport des pouvoirs émissifs n'infirme pas sensiblement cette conclusion; elle est si faible qu'elle peut être attribuée à une petite erreur régulière dans l'évaluation des différences de température : en effet, l'auteur ne paraît tenir aucun compte d'une cause délicate d'erreur qui avait préoccupé Dulong et Petit, à savoir la résistance inégale à la transmission de la chaleur dans les deux cas. Il est évident que, dans le refroidissement le plus rapide, la température est distribuée moins uniformément que dans le cas d'un refroidissement lent; l'aiguille thermo-électrique indique donc moins bien la température moyenne de la masse que les boules de mercure des physiciens français.

Sauf ces réserves, les recherches de l'auteur sont d'un bon exemple, non-seulement pour établir la concordance des méthodes, mais surtout pour engager les physiciens à se préoccuper, plus qu'on ne le fait d'ordinaire, des déterminations en *valeur absolue*, si favorables aux études ultérieures.

A. Cornu.

A. PACINOTTI. — Sulla costruzione e sull' uso della bilancia delle tangenti e del comparatore elettrostatico. (Construction et usage de la balance des tangentes et du comparateur électrostatique); *Nuovo Cimento*, 2e série, t. IX, p. 114; 1873.

La balance de Coulomb, dont les indications ne peuvent être lues de loin, ne se prête pas aux démonstrations expérimentales d'un cours. Quand on veut la modifier de manière à faire disparaître cet inconvénient, on est naturellement conduit à y ajouter un miroir convexe fixé à l'aiguille, et qui projette l'image d'une flamme sur une règle divisée. Dans ce cas, comme il faut, en outre, supprimer la lecture du tambour supérieur et renoncer, par suite, à l'emploi des angles de torsion considérables, la torsion elle-même n'a plus aucune raison d'être préférée comme moyen de mesure, et l'on peut y substituer avantageusement la balance bifilaire déjà appliquée par Harris à l'étude des actions électriques.

Tel est le principe de l'appareil que M. Pacinotti désigne sous le

nom de *balance des tangentes*. Il consiste en une petite balance bifilaire, où les fils sont remplacés par un cheveu dont on a noué les bouts. L'aiguille est formée par une légère baguette de verre présentant en son milieu une sorte de V renversé, à cheval sur l'axe du cheveu; elle porte le miroir, la boule mobile et un petit contre-poids qui peut glisser le long de sa branche postérieure. La boule mobile, faite en feuille de laiton très-mince, est portée par une tige verticale de gomme-laque de 15 centimètres de hauteur, soudée sur la branche antérieure de l'aiguille, à $7\frac{1}{2}$ centimètres de distance de l'axe de rotation.

La seconde boule de cuivre ne reste pas fixe, comme dans les expériences de Coulomb. Soutenue par un support isolant à la même hauteur que la première, elle est mobile, au moyen d'un gros fil de cuivre qui traverse la cage vitrée de l'appareil, le long d'une règle divisée parallèle au plan des fils en équilibre; enfin une lampe et le zéro de l'échelle translucide, sur laquelle se déplacera l'image de la flamme, sont situés dans un plan perpendiculaire au premier et passant par l'axe de rotation de tout l'appareil.

Les deux boules étant chargées d'une même électricité, il se produit une petite déviation du miroir, que nous appellerons ω. Si l'on désigne par a et b les distances mutuelles des points d'attache supérieur et inférieur des fils, par H la longueur de ces fils et par P le poids total qu'ils supportent, le couple qui représente l'action de la pesanteur a, comme on le sait, pour expression $\frac{ab}{\mathrm{H}}\mathrm{P}\sin\omega$. D'autre part, le moment de la force répulsive F est $\mathrm{F}r\cos\omega$, r désignant la distance de la boule mobile à l'axe de rotation. Il en résulte

$$\mathrm{F} = \frac{ab}{\mathrm{H}r}\mathrm{P}\,\mathrm{tang}\,\omega.$$

Les actions électriques sont donc proportionnelles aux tangentes des déviations qu'elles produisent; mais ce résultat n'est rigoureux que dans l'hypothèse où la ligne qui joint les centres des deux sphères est constamment normale au plan d'équilibre initial. On peut remplir à peu près cette condition en éloignant un peu la seconde boule de la règle divisée qui mesure la distance des centres, au moyen du fil métallique dont nous avons parlé; mais, en général, la déviation sera assez petite pour que la formule soit encore suffi-

samment approchée, quand la seconde sphère se déplacera, en restant en contact avec cette règle.

L'échelle translucide sur laquelle se meut l'image de la flamme porte donc des divisions dont les distances au zéro sont proportionnelles aux tangentes du double des déviations correspondantes. Au moyen de la formule précédente, on peut calculer en unité de poids la valeur de F pour une de ces divisions; elle était un peu supérieure à $\frac{1}{2}$ milligramme.

Si l'on veut, par exemple, vérifier la loi de la raison inverse du carré des distances, on observe une première déviation correspondant à une distance déterminée des deux boules. On réduit ensuite cette distance à moitié, et la nouvelle position de l'image indique que la force est réduite au quart.

L'instrument se prête encore très-bien à l'étude de l'influence des milieux cohibants. En interposant entre les deux sphères chargées de fluides opposés un cylindre de soufre, on reconnaît que l'attraction augmente dans le rapport de 1 à 3. On éloigne alors la seconde boule jusqu'à annuler entièrement son action sur la première. La déviation qu'on observe, due uniquement à l'effet des fluides développés sur le soufre, est d'une seule division. Or, si des 3 unités observées précédemment on retranche l'action de ces fluides du soufre, il reste encore une force attractive de 2 unités exercée par la seconde boule sur la première à travers le soufre, tandis qu'à travers l'air la déviation n'est que d'une division.

Le comparateur électrostatique consiste en une petite balance analogue à la précédente, contenue sous la même cage de verre et portant encore un miroir qui renvoie l'image d'une flamme sur une règle divisée. La sphère en cuivre mince est remplacée par une petite boule de cristal, de part et d'autre de laquelle on place les deux corps électrisés du même fluide dont on veut comparer les charges. On approche ces deux corps jusqu'à ce que leurs actions sur la boule de verre soient égales et la laissent en équilibre dans sa position initiale. Il suffit alors de mesurer les distances à la boule centrale pour avoir le rapport cherché.

M. Pacinotti cite, comme exemples des services que peut rendre cet instrument, la vérification de la proportionnalité des répulsions aux quantités d'électricité, et la mesure du rapport suivant lequel

un même fluide se partage entre deux sphères. Il est vraisemblable aussi que le comparateur électrostatique pourra être utilisé à l'étude de la distribution de l'électricité par la méthode du plan d'épreuve.

On remarquera que, la déviation étant ramenée à zéro dans chaque expérience, il est inutile de se servir de la suspension bifilaire. L'auteur l'a conservée cependant pour l'un des deux comparateurs qu'il a construits, dans lequel les deux sphères latérales devaient agir par attraction sur la balance. Il est clair que, dans ce cas, l'équilibre d'une balance suspendue par un seul fil serait instable.

Dans ce comparateur bifilaire, qui a servi surtout à étudier l'action d'un corps électrisé sur de mauvais conducteurs, la boule centrale qui était en verre, comme dans le cas précédent, était électrisée au moyen d'un fil métallique communiquant avec la machine électrique. Pendant cette opération, de peur qu'une petite quantité de fluide ne passât sur les sphères latérales, la boule était enveloppée d'un tube de métal qu'on faisait descendre dans la cage et qui communiquait avec le sol. Quand on enlevait ce tube, la boule chargée agissait sur deux petites sphères de gomme-laque, l'une massive, l'autre creuse, ayant même diamètre. Chacune d'elles était attirée, mais l'action était notablement plus forte sur la sphère massive; en l'éloignant, on pouvait déterminer les distances pour lesquelles les deux attractions étaient égales.

Ces expériences montrent le genre de services que peuvent rendre les nouveaux instruments; il est évident qu'ils pourraient être aisément employés à l'étude de la déperdition de l'électricité.

J. Maurat.

ERRATA.

Page 231, ligne 11 : *lisez* **spectronatromètre** *au lieu de* **spectronaromètre.**
Page 329, ligne 6 : *lisez* **diminuer** *au lieu de* **augmenter.**
Page 362, ligne 9 : *lisez* **1864** *au lieu de* **1868.**

FIN DU TOME DEUXIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES DU TOME DEUXIÈME.

TABLE ANALYTIQUE.

Mécanique et Pesanteur.

Élasticité et Capillarité.

Chaleur.

Électricité et Magnétisme.

Acoustique.

